

Experimentele studie en numerieke modellering van golfinteractie met stortsteengolfbrekers

Volume I - Experimentele Studie

PETER TROCH



AFDELING WEG- & WATERBOUWKUNDE

Proefschrift tot het verkrijgen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen - Bouwkunde
Academiejaar 1999-2000

DANKWOORD

Met dit dankwoord besluit ik het schrijven van mijn proefschrift, en blijf ik achter met een dubbel gevoel. Enerzijds ben ik opgelucht en blij dat het zware werk achter de rug is. Anderzijds vind ik het jammer dat deze periode van intensief wetenschappelijk onderzoek afloopt terwijl het steeds interessanter werd en nieuwe wegen zichtbaar werden. In elk geval is dit proefschrift slechts tot stand gekomen dankzij de medewerking en steun van een groot aantal mensen. Het past zeker hen hier te bedanken.

Vooreerst dank ik Prof. dr. ir. Julien De Rouck, mijn promotor, voor de vele kansen die hij mij gegeven heeft om mijn proefschrift af te werken, voor de begeleiding en de steun tijdens de vorderingen van het onderzoek. Zonder hem zou dit proefschrift nooit bestaan hebben.

Het personeel van de Afdeling Weg- & Waterbouwkunde heeft een hele grote inbreng gehad in de materiële totstandkoming van dit werk. Ludo Inghels heeft het vele tekenwerk verzorgd, Anny Willems zorgde voor het verwerken van een aanzienlijk deel van de tekst en voor de administratieve afhandeling van allerlei dossiers, en Michel Dupont droeg met ervaring bij in alle technische aangelegenheden. Zonder hen was het ook niet mogelijk geweest.

Een bijzonder woord van dank gaat naar ir. Marc De Somer. Hij heeft mij vele dingen bijgebracht, zowel wetenschappelijke, technische als menselijke, op zijn eigen kritische manier. Marc's universele kennis i.v.m. meet-technieken en instrumentatie heeft voor het succes van de prototype metingen gezorgd.

De indrukwekkende inbreng van Tom Versluys op gebied van computer- en electronicakennis was onmisbaar voor het succesvol opbouwen van de golfgoot en het vernieuwde data acquisitiesysteem te Zeebrugge. Cathy Boone verzorgde enkele (de mooiste) figuren van de numerieke resultaten. Samen met Björn Vande Walle hebben zij ook de last van het onderhoud en installatie van nieuwe instrumentatie te Zeebrugge overgenomen.

Het voltallige personeel bedank ik voor de goede sfeer tijdens (en na) de diensturen. Ook Koen, Dimitri, Isabelle, Bob, Raf en Wouter werkten hieraan mee.

Prof. ir. Erik Dick en dr. ir. Kris Riemslaghe dank ik voor hun interesse in mijn onderwerp, en de raadgevingen bij enkele probleemgevallen.

Zeer erkentelijk ben ik ir. B. De Putter en ir. L. Van Damme van de Afdeling Waterwegen Kust, dept. Leefmilieu en Infrastructuur van het Ministerie van de Vlaamse Gemeenschap, als eigenaar van de meetopstelling, voor het gebruik van de meetopstelling en de meetgegevens in het kader van dit werk. In het bijzonder dank ik ir. Luc Van Damme voor zijn bemoedigende interesse en welwillendheid om het wetenschappelijke onderzoek te stimuleren.

Een groot deel van dit werk is gegroeid en uitgevoerd tijdens twee Europese onderzoeksprojecten van het Marine And Science Technology (MAST)-programma van de Europese Commissie. De coördinatie vroeg veel werk en inzet, maar de intense internationale contacten met de leden van de MAST-groep waren zeer leerrijk en bevorderlijk voor nieuwe uitdagingen. Iedereen vermelden is onmogelijk, toch wens ik alle deelnemers aan de vergaderingen te danken voor hun medewerking.

Een bijzondere plaats nemen de mensen van Aalborg University in. Zij leerden mij vele knepen van het coastal engineering vak, en zorgden bovendien voor goede vriendschappen. Prof. dr. ir. H.F. Burcharth dank ik voor de toestemming om aan zijn laboratorium te verblijven in April 1997, en er proeven te kunnen uitvoeren. Ass. Prof. ir. Peter Frigaard dank ik bijzonder om mij de techniek van de actieve absorptie aan te leren en mij steeds bij te staan bij (on)mogelijke vragen. Ass. Prof. ir. Michael Brorsen gaf me een ruimer inzicht in de wereld van de numerieke golfmodellering. De "jongelingen" van Aalborg University: Flemming, Tue, Jacob, John, Erik en Liu leerde ik kennen als behulpzame collega's.

Peter Van Besien en Klaas Wittebolle hielpen in het kader van hun eindejaarsscriptie mee aan de opbouw van de fysische golfgoot. De succesvolle werking van de goot is voor een groot deel aan hun inzet en kunde te danken.

De leden van mijn doctoraatsbegeleidingscommissie, naast mijn promotor nog Prof. dr. ir. Ronny Verhoeven en Ass. Prof. ir. Peter Frigaard dank ik evenzeer voor hun bijdrage tot het afronden van deze doctoraatsopleiding.

De strijd wordt echter niet enkel op de professionele werkvloer gestreden. Mijn familie zorgde voor de broodnodige steun en aanmoedigingen tijdens de moeilijke momenten. In het bijzonder wens ik mijn ouders Herman en

Diane te bedanken voor hun inspanningen om mij deze kans tot studeren en het schrijven van een proefschrift te geven. Ik blijf er hun eeuwig erkentelijk voor. Ook mijn schoonouders Wilfried en Christiane hebben hun steentje bijgedragen door steeds voor ons te zorgen in de gewone dingen van elke dag.

Benedikte dank ik voor het begrip en de steun tijdens de voorbije jaren. Het was niet makkelijk om alle huishoudelijke taken te combineren met de opvoeding van onze zoon Vincent, terwijl ik weeral achter de computer zat of in Zeebrugge vertoefde. Benedikte en Vincent, deze periode van ons leven wordt nu afgesloten, er zal weer meer tijd vrij zijn voor elkaar.

Peter TROCH

April 2000

INHOUDSTAFEL

VOLUME I - Experimentele Studie

HOOFDSTUK 1

Inleiding

1.1 Golfbrekers als kustwaterbouwkundige constructies	1-1
1.2 Achtergrond en probleemstelling	1-4
1.3 Doelstellingen.....	1-7
1.4 Korte inhoud	1-8

HOOFDSTUK 2

Het fysische en mathematische model

2.1 Inleiding	2-1
2.2 De continuïteitsvergelijking.....	2-4
2.3 De bewegingsvergelijkingen.....	2-5
2.4 Uitbreidingen van de basisvergelijkingen	
2.4.1 Turbulente stroming	2-8
2.4.2 Euler-vergelijking voor volmaakte vloeistof.....	2-11
2.4.3 Potentiaalstroming.....	2-13

2.5 De druk-Poisson vergelijking	2-15
2.6 Begin- en randvoorwaarden	
2.6.1 Algemeen	2-17
2.6.2 Randvoorwaarden	
2.6.2.1 Randvoorwaarden aan vaste rand.....	2-18
2.6.2.2 Randvoorwaarden aan vrij oppervlak.....	2-20
2.6.3 Beginvoorwaarden.....	2-21
2.7 Beperkingen van het fysische en mathematische model	
2.7.1 Luchtinsluitels in het water	2-22
2.7.2 Oppervlaktespanning van het water	2-24
2.8 Besluit.....	2-25

HOOFDSTUK 3

Huidige stand van kennis van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal

3.1 Inleiding	3-1
3.2 Stortsteen als bouw materiaal	3-3
3.2.1 Intrinsieke eigenschappen van de stortsteen	
3.2.1.1 Volumieke massa.....	3-3
3.2.1.2 Poriënvolume of porositeit n.....	3-5
3.2.1.3 Watergehalte w_{ab}	3-6
3.2.2 Eigenschappen gerelateerd aan de ontginningswijze	
3.2.2.1 Stukgewicht W, grootte en korrelverdeling.....	3-6
3.2.2.2 Vorm van de steen	3-10
3.2.3 Eigenschappen gerelateerd aan het functioneel gebruik	3-12
3.2.4 Duurzaamheid van de stortsteen.....	3-13
3.3 Permanente stroming in poreuze media	
3.3.1 Inleiding	3-14
3.3.2 Wrijvingsfactor model	3-17

3.3.3 Het Forchheimer model	
3.3.3.1 Algemeen.....	3-21
3.3.3.2 Stromingstypes bij poreuze stroming	3-23
3.3.3.3 Mathematische formulering van het Forchheimer model gebaseerd op de Navier-Stokes vergelijkingen	3-27
3.3.3.4 Alternatief experimenteel Forchheimer model van Murphy.....	3-34
3.4 Niet-permanente stroming in poreuze media	
3.4.1 Uitbreiding van het Forchheimer model voor niet-permanente stroming	3-38
3.4.2 Theoretische beschouwingen gebaseerd op de analogie met het Morison krachtenmodel	3-38
3.4.3 Theoretische en empirische uitdrukking voor de inertiecoëfficiënt c	3-42
3.5 Praktische rekenwaarden voor coëfficiënten van het Forchheimer model.	
3.5.1 Experimentele bepaling van coëfficiënten voor grofkorrelig materiaal	3-44
3.5.2 Rekenwaarden voor permanente stroming	
3.5.2.1 Laminaire Forchheimer stroming	3-47
3.5.2.2 Volledig turbulente stroming	3-49
3.5.3 Rekenwaarden voor niet-permanente stroming.....	3-54
3.5.4 Relatieve belangrijkheid van de termen van het Forchheimer model	3-57
3.6 Besluit.....	3-62

HOOFDSTUK 4

Prototype metingen op een stortsteengolfbreker in de haven van Zeebrugge

4.1 Inleiding	4-1
----------------------------	------------

4.2 Infrastructuur

4.2.1 Stortsteengolfbreker in de haven van Zeebrugge	4-1
4.2.2 Proto type meetopstelling op de N.W. storsteengolfbreker	4-4

4.3 Instrumentatie

4.3.1 Inleiding	4-7
4.3.2 Golfmeetboeien	4-8
4.3.3 Infra-Rood golfhoogtemeter	4-11
4.3.4 Druksensoren	
4.3.4.1 Sensor	4-13
4.3.4.2 Signaalconditionering	4-17
4.3.4.3 Bescherming van sensor en kabel	4-17
4.3.5 Stappenbaken en oploopbaak	4-18
4.3.6 Overzicht van instrumentatie	4-20

4.4 Beschrijving van het data acquisitiesysteem

4.4.1 Inleiding	4-21
4.4.2 On-line data acquisitie	4-22
4.4.3 Off-line data processing.....	4-27

4.5 Meetnauwkeurigheid en ijking van instrumenten

4.5.1 Meetnauwkeurigheid van data acquisitiekaart	4-28
4.5.2 Meetnauwkeurigheid van instrumenten	
4.5.2.1 Druksensoren	4-29
4.5.2.2 Golfmeetboeien	4-31
4.5.2.3 IRmeter	4-31
4.5.3 Ijking van instrumenten	
4.5.3.1 Druksensoren	4-33
4.5.3.2 Golfmeetboeien	4-34
4.5.3.3 IRmeter.....	4-35

4.6 Databank met prototype meetgegevens

4.6.1 Data catalog.....	4-36
4.6.2 Beschikbare stormmetingen.....	4-37
4.6.3 Positie van de instrumenten.....	4-38

4.7 Besluit.....	4-42
-------------------------	-------------

HOOFDSTUK 5

Experimentele studie van golfinteractie met stortsteengolfbrekers

5.1 Inleiding	5-1
5.2 Theoretische aspecten bij oscillerende stroming in poreuze media.....	5-2
5.3 Literatuuronderzoek van fysische modelproeven	
5.3.1 Resultaten van fysische modelproeven op grote schaal	
5.3.1.1 Nut van modelproeven op grote schaal	5-10
5.3.1.2 Proefopstelling en resultaten.....	5-10
5.3.1.3 Bespreking van de resultaten.....	5-13
5.3.2 Resultaten van fysische modelproeven op kleine schaal	5-19
5.3.3 Conclusies uit literatuuronderzoek.....	5-19
5.4 Studie van de attenuatie van de poriëndrukken in de golfbrekerkern	
5.4.1 Analyse van meetgegevens van proeven op grote schaal	5-20
5.4.2 Verband tussen golfhoogte H_s en drukhoogte $p_{0,s}$	5-24
5.4.3 Vuistregel voor de attenuatie van de poriëndrukken.....	5-26
5.5 Fysische modelproeven op stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie	
5.5.1 Inleiding	5-29
5.5.2 Beknopt overzicht van de labo-meetopstelling	5-29
5.5.3 Analyse van de meetgegevens	
5.5.3.1 Typische tijdreeksen.....	5-32
5.5.3.2 Golfreflectie	5-35
5.5.3.3 Golfoploop.....	5-41
5.5.3.4 Golftransmissie	5-42
5.5.3.5 Interne set-up van de freatische watertafel	5-43
5.5.3.6 Attenuatie van de poriëndrukken	5-45
5.6 Analyse van Zeebrugge prototype metingen	
5.6.1 Inleiding	5-49
5.6.2 Spectrogram en stormportret ter identificatie van stormsessie.....	5-50
5.6.3 Typische tijdreeksen van prototype meetgegevens	5-52
5.6.4 Interne set-up van de freatische watertafel.....	5-52
5.6.5 Bepaling van de dempingcoëfficiënt δ	5-55

5.6.6 Verband tussen golfhoogte H_s en drukhoogte $p_{0,s}$	5-69
5.6.7 Vuistregel voor de attenuatie van de poriëndrukken.....	5-72
5.6.8 Praktisch rekenmodel voor de beschrijving van de verdeling van de poriëndrukken in de kern van de storsteengolfbreker	5-76
5.7 Besluit.....	5-79

BIJLAGEN - I

BIJLAGE A	Instrumentation and prototype measurements at the Zeebrugge rubble mound breakwater.
BIJLAGE B	Technische gegevens van instrumentatie en data acquisitie.
BIJLAGE C	Spectraalanalyse van windgolven.
BIJLAGE D	Physical model tests on rubble mound breakwater.

VOLUME II - Numerieke Modelling

HOOFDSTUK 6

Golfabsorptie methodes

6.1 Inleiding: problematiek van golfreflectie.....	6-1
6.2 Passieve absorptie van golven	
6.2.1 In een fysische golfgoot.....	6-4
6.2.2 In een numeriek model	6-7
6.3 Actieve absorptie van golven	
6.3.1 Inleiding	6-11
6.3.2 Principe van de actieve golfabsorptie.....	6-13
6.3.3 Theoretische frequentierespons van de digitale filters	6-15
6.3.4 Praktisch ontwerp van de digitale filters.....	6-19
6.3.5 Performantie functie $P(f)$	6-23
6.3.6 Ontwerp van filters met verhoogde frequentieresolutie	6-25
6.3.7 Computerprogramma voor filterontwerp	6-29
6.3.8 Vergelijking tussen AWAVOF in de numerieke goot en AWASYS in de fysische goot	
6.3.8.1 Singulariteiten.....	6-36
6.3.8.2 Gebruik van het (η, η) -systeem in de numerieke golfgoot	6-37
6.3.8.3 Real-time uitvoering van de filteroperatoren.....	6-38
6.3.8.4 Aanwezigheid van 'near field' staande golven.....	6-38
6.3.9 Numeriek voorbeeld van golfabsorptie	6-39
6.3.10 Vergelijking met "weakly reflecting boundary condition"....	6-41
6.4 Besluit.....	6-42

HOOFDSTUK 7

Het numerieke model VOFbreak²

7.1 Algemene beschrijving van de oplossingsmethode voor stroming met vrij oppervlak	
7.1.1 Herkomst van het VOFbreak ² programma.....	7-1
7.1.2 Keuze van de discretisatie- en oplossingsmethodes.....	7-2
7.1.3 Historische ontwikkelingen in numerieke modellering met de VOF techniek	7-4
7.1.4 Het berekeningsgebied.....	7-4
7.1.5 Het vrij oppervlak	7-6
7.1.6 Het basisalgoritme	7-8
7.2 Discretisatie van de bewegingsvergelijkingen.....	7-9
7.3 Discretisatie van de continuïteitsvergelijking	7-14
7.3.1 Drukiteratie in een volle cel.....	7-15
7.3.2 Drukiteratie in een vrij oppervlakcel	7-18
7.4. Numerieke behandeling van het vrij oppervlak m.b.v. de VOF functie	
7.4.1 Bepalen van de volumefractie F	7-20
7.4.2 Boekhoudkundige aanpassingen.....	7-24
7.4.3 Bepaling van het vrij oppervlak in een cel	7-24
7.5 Discretisatie van randvoorwaarden	
7.5.1 Discretisatie van randvoorwaarden aan vaste rand van het berekeningsgebied.....	7-25
7.5.2 Discretisatie van randvoorwaarden aan vrij oppervlak	7-28
7.6 Interne obstakels	7-30
7.7 Numerieke stabiliteitsoverwegingen.....	7-31
7.8 Besluit.....	7-34

HOOFDSTUK 8

Aanpassingen ter ontwikkeling van numerieke golfgoot

8.1 Het computerprogramma VOFbreak²

8.1.1 Inleiding	8-1
8.1.2 Programma structuur	
8.1.2.1 Stroomdiagram van het computer programma.....	8-2
8.1.2.2 Beschrijving van de subroutines	8-3
8.1.2.3 Beschrijving van de variabelen.....	8-9
8.1.3 Tcl/Tk en ET	8-12
8.1.4 Opmerkingen.....	8-14

8.2 Simulatie van poreuze stroming

8.2.1 Inleiding	8-16
8.2.2 Invloed van het invoeren van de porositeit	
op de VOF-techniek	8-16
8.2.3 Het Forchheimer rekenmodel voor poreuze stroming	8-22
8.2.4 Afleiding van het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen	
voor poreuze stroming	8-23
8.2.5 Implementatie van poreuze stroming in het numerieke model	8-26

8.3 Generatie van invallende golven

8.3.1 Inleiding	8-27
8.3.2 Lineaire golftheorie	8-27
8.3.3 Implementatie van de invallende golf-randvoorwaarde	
8.3.3.1 Transformatie van assenkruis.....	8-32
8.3.3.2 Opleggen randvoorwaarde tijdens berekeningslus	8-34
8.3.3.3 Invallende golf-randvoorwaarde aan rechterrands	
van berekeningsgebied	8-41
8.3.3.4 Geleidelijke aangroei	8-43
8.3.4 Andere methodes voor golfgeneratie	
8.3.4.1 Snelheidsprofiel van golfschot.....	8-48
8.3.4.2 Brongeneratie.....	8-49
8.3.5 Uitbreidingen van de invallende golf-randvoorwaarde	
8.3.5.1 Probleem van de 'open rand'-voorwaarde.....	8-49
8.3.5.2 Niet-lineaire eigenschappen: de Stokes drift	8-50
8.3.5.3 Onregelmatige golven.....	8-51
8.3.5.4 Niet-lineaire golven.....	8-51

8.4 Sponslaag als passieve absorptietechniek	
8.4.1 Inleiding	8-57
8.4.2 Implementatie van de numerieke sponslaag	8-57
8.5 Actieve absorptie van golven aan golfgenererende rand	
8.5.1 Inleiding	8-58
8.5.2 Implementatie van AWAVOF	8-58
8.6 Besluit.....	8-65

HOOFDSTUK 9

Validatie van het numerieke model VOFbreak²

9.1 Inleiding	9-1
9.2 Validatie m.b.v. simulaties met eenvoudige randvoorwaarden	
9.2.1 Het bezwijken van een dam	9-1
9.2.2 Simulatie van een brekende golf.....	9-6
9.2.3 Symmetrisch bezwijken van een dam	9-8
9.2.4 Opslagtank met keermuur	9-11
9.3 Validatie van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal	
9.3.1 Eén-dimensionale poreuze stroming	9-13
9.3.2 Doorstroming van poreuze muur bestaande uit grofkorrelig materiaal	9-17
9.4 Validatie van golfgeneratie, -voortplanting en -absorptie	
9.4.1 Generatie en voortplanting van lineaire golven over horizontale bodem.....	9-22
9.4.2 Absorptieperformantie van de numerieke sponslaag	9-30
9.4.3 Generatie en voortplanting van eenling-golf over horizontale bodem.....	9-34
9.4.4 Performantie van het actieve absorptiesysteem.....	9-42

9.5 Validatie van golfinteractie met stortsteengolfbreker met behulp van resultaten van fysische schaalproeven	
9.5.1 Inleiding	9-44
9.5.2 Meetopstelling in de numerieke golfgoot	
9.5.2.1 Geometrie	9-44
9.5.2.2 Stortsteenmateriaal	9-46
9.5.2.3 Golfrandvoorwaarden.....	9-46
9.5.2.4 Numerieke instrumentatie.....	9-47
9.5.2.5 Runtime parameters	9-47
9.5.3 Validatieresultaten en bespreking	
9.5.3.1 Uitgevoerde numerieke simulaties	9-48
9.5.3.2 Golfreflectie	9-49
9.5.3.3 Golfoploop.....	9-53
9.5.3.4 Golftransmissie	9-54
9.5.3.5 Attenuatie van de poriëndrukken	
9.5.3.5.1 Analyse van de poriëndrukken	9-55
9.5.3.5.2 Resultaten.....	9-56
9.5.3.6 Detailvalidatie van numerieke simulatie reg10	
9.5.3.6.1 Drukverloop in horizontale richting	9-60
9.5.3.6.2 Drukverloop in verticale richting	9-65
9.5.3.6.3 Golfreflectie, -oploop en -transmissie.....	9-66
9.5.3.7 Controleberekeningen voor testen reg09 en reg19....	9-67
9.5.3.8 Potentieel van numerieke berekeningen	9-71
9.6 Numerieke modellering van golfinteractie met stortsteengolfbreker	
9.6.1 Inleiding	9-79
9.6.2 Golfbreker met homogene poreuze kern.....	9-79
9.6.3 Zeebrugge golfbreker met kern én deklaag.....	9-80
9.7 Besluit.....	9-91

HOOFDSTUK 10

Algemeen besluit en suggesties voor verder onderzoek

10.1 Algemeen besluit.....	10-1
10.2 Suggesties voor verder onderzoek.....	10-6

BIJLAGEN - II

BIJLAGE E	Proefopstelling: fysische golfgoot.
BIJLAGE F	Niet-recursieve digitale filters.
BIJLAGE G	Theoretische afleiding van frequentierespons voor (η, η) absorptiesysteem in numerieke golfgoot.
BIJLAGE H	An active wave generating-absorbing boundary condition for VOF type numerical model.
BIJLAGE I	Berekeningsresultaten voor validatie van eendimensionale poreuze stroming.

REFERENTIES

HOOFDSTUK 1

Inleiding

1.1 Golfbrekers als kustwaterbouwkundige constructies

Kustzones behoren tot de regio's met de hoogste bevolkingsdichtheid. Langsheen deze kustzones zijn bovendien belangrijke locaties, zoals havens, gevestigd waar intense economische activiteiten, gekoppeld aan financiële en maatschappelijke belangen, plaatsvinden. Daarnaast zijn er waardevolle natuurgebieden met de fauna en flora eigen aan de zee en de duinen. Om de plaatselijke bevolking en de natuur te beschermen, en voornamelijk om de exploitatie van de handelsactiviteiten toe te laten, worden veelal kustwaterbouwkundige constructies gebouwd die de golfaanval weerstaan en het hinterland behoeden voor overstromingen. Voorbeelden van dergelijke constructies zijn zeedijken, golfbrekers, kaaimuren, steigers, ...

In het kader van dit proefschrift wordt één type kustwaterbouwkundige constructie nader onderzocht: de stortsteengolfbreker (E: rubble mound breakwater). Deze golfbreker, opgebouwd uit stortsteenmateriaal en met trapeziumvormige doorsnede, 'breekt' de golven als het ware, en verschaft een rustige ligplaats voor schepen in de haven. De bouw van dergelijke golfbrekers overal ter wereld geeft aanleiding tot grote verschillen in aangewende constructiematerialen en in golfbelasting. Toch kan de geometrie en het materiaalgebruik gewoonlijk herleid worden tot één typisch dwarsprofiel (Fig. 1.1).

De kern van de golfbreker omvat het grootste deel van de doorsnede, en is opgebouwd uit stortsteen dat een sterk energiedissiperende werking heeft op de golfbeweging. Deze stortsteen is niet stabiel onder golfaanval en vereist bescherming. Deze bescherming wordt geboden door de deklaag aan de zeewaartse taludzijde. De deklaag is gevormd door grote individuele blokken, die voldoende zwaar zijn om te blijven liggen bij de ontwerp golfbelasting. Normaal worden rotsblokken gebruikt of, indien deze niet voorradig zijn of zwaardere blokken vereist zijn, artificieel vervaardigde betonblokken. Een teenconstructie onderaan de deklaag verschaft een fundering voor de zware deklaag. Een filterlaag tussen deklaag en kern zorgt eveneens voor een fundering van de deklaag, en verhindert bovendien dat

het fijnere kernmateriaal doorheen de holtes van de deklaag weggespoeld wordt. Het kruinelement bovenop de kern verschaft toegang op de golfbreker.

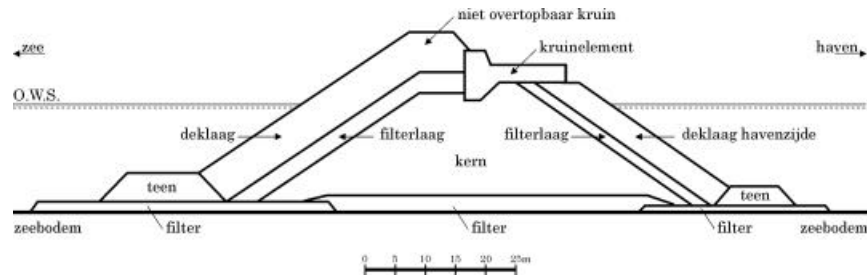


Fig. 1.1. *Voorbeeld van een typische doorsnede van een (niet-overtopbare) stortsteengolfbreker.*

De interactie tussen de golven en de stortsteengolfbreker wordt beschreven door een groot aantal gerelateerde fysische processen. De golven die naar de golfbreker toelopen, breken vóór of op de deklaag (golfbreking), zodat een mengsel lucht-water het talud op- en afloopt (golfooploop) met periodische bewegingen (niet-permanente stroming). Een deel van de golfenergie wordt terug gereflecteerd naar zee toe (golfrelectie), de overige golfenergie wordt gedissipeerd in de golfbreker of finaal getransmitteerd doorheen de structuur (golfransmissie). De stroming doorheen de holtes van het kernmateriaal (poreuze stroming) vertoont laminaire en turbulente karakteristieken, en is gekoppeld aan de golfbeweging via de in- en uitstroming doorheen dek- en filterlaag. De aan deze stroming gerelateerde hydrodynamische poriëndrukken (i.e. de druk in het water in de holtes van het korrelskelet t.g.v. de golfwerking) nemen langzaam af naar de achterzijde van de kern toe. Indien de kruin onvoldoende hoog is, stroomt een deel van het oplopende water over de kruin (overtopping), en via de kruin en het landwaartse talud naar de achterzijde van de golfbreker. Opspattend water en brekende golven zorgen verder voor de generatie van spray die met de zeewind tot heel ver landinwaarts meegevoerd wordt. In Allsop en Wood (1987) wordt een uitgebreide en zeer algemene literatuurstudie gemaakt van alle hydrodynamische en geotechnische processen.



Fig. 1.2. *Foto van golfinteractie met de stortsteengolfbreker te Zeebrugge tijdens matige storm (met significante golfhoogtes tussen 2.5 à 3 m), met golfoploop, golfindringing, overtopping en sprayvorming.*

De animatie `oploop1.mpg` op de bijgevoegde CD-ROM geeft een dynamisch beeld van enkele van deze fysische processen. De videobeelden zijn opgenomen vóór de golfbreker te Zeebrugge tijdens een matige storm. Fig. 1.2 toont een (slechts statisch) beeld van deze golfinteractie met de golfbreker. Duidelijk zichtbaar op de foto is de oploop van de golven op het talud, met (beperkte) overtopping en sprayvorming. De golven dringen doorheen de poreuze deklaag tot in de kern en geven aanleiding tot cyclische in- en uitstroming van het water.

Deze beschrijving van de golfinteractie toont aan dat het gedrag van golven en golfbreker niet eenvoudig te formuleren is. Het ontwerp van dergelijke constructies is dan ook veelal gebaseerd op empirische relaties, schaalonderzoek in laboratoria en gezond verstand, en is een synthese van de kennis uit verschillende vakgebieden (hydraulica, grondmechanica, betontechnologie, materialenkennis, etc...). De state-of-the-art ontwerpmethodieken voor stortsteengolfbrekers zijn verzameld in van der Meer (1995), of Burcharth (1993).

1.2 Achtergrond en probleemstelling

Gedurende de laatste decennia zijn een aantal stortsteengolfbrekers bezweken tijdens een storm. Beruchte voorbeelden zijn de golfbreker te Sines (Portugal) en Bilbao (Spanje) in Europa, en Tripoli (Libië) en Diablo Canyon (VSA) buiten Europa.

Harlow (1980) rapporteert enkele van deze schadegevallen, en stelt dat de oorzaak in de meeste gevallen te zoeken is bij de zeer grote interne poriëndrukken die ontstaan zijn t.g.v. de golfwerking. Verder stelt hij dat teveel onderzoek gericht is op de hydraulische stabiliteit van de deklaag ten nadele van het onderzoek naar de in- en uitstroming van de kern, met de corresponderende poriëndrukken.

De Groot et al. (1994) beschrijven het grote belang van de kennis van de poriëndrukken bij het ontwerp van golfbrekers, en duiden de belangrijkste ontwerpaspecten aan die beïnvloed worden door de poriëndrukken:

- poriëndrukken in de kern beïnvloeden de algemene stabiliteit van de golfbreker, en de bepaling van de glijdvlakken;
- kennis van de poriëndrukken laat een optimalisatie van de filterconstructie onder de kern toe;
- de golfransmissie wordt voornamelijk bepaald door de afname van de poriëndrukken doorheen de kern;
- golfovertopping wordt beïnvloed door de eventuele instroming van het oplopende water in het talud, deze instroming is afhankelijk van de stroming in de poriën van de dek- en filterlaag en van de kern;
- De interne stijging of set-up van de freatische watertafel door de golfwerking is afhankelijk van de poreuze stroming.

Kennis van de poriëndrukken is dus van primordiaal belang voor het goed functioneren van de golfbreker zonder te bezwijken. Het is echter zeer moeilijk om een juist idee te krijgen van het verloop van de poriëndrukken in de golfbreker bij golfaanval. De golfaanval is stochastisch van aard, en het korrelig karakter van de materialen leent zich al evenmin tot eenvoudige ontwerpmodellen.

Klassiek wordt het ontwerp van een golfbreker gemaakt in golfgoten waarin een schaalmodel ingebouwd is. In conventionele 'kleine' schaalmodellen, met typische lengteschaal 1:30 tot 1:70, treden schaaleffecten op bij de

poreuze stroming in de kern (Juul Jensen en Klinting, 1983). Deze schaal-effecten worden veroorzaakt door de geometrische (Froude) verschaling, en geven aanleiding tot niet-correcte verschaling van de laminaire viskeuze stroming. Bijgevolg dient de verschaling van het kernmateriaal, waar laminaire stroming optreedt, groter te zijn dan door de geometrische verschaling voorgeschreven. Deze schaalcorrectie is niet van belang bij turbulente stroming in de deklaag, aangezien de turbulente stroming wel correct verschaald wordt. Het onderzoek naar de hydraulische stabiliteit van de deklaagelementen wordt dan ook niet beïnvloed door dit schaaffect. Dit onderzoek heeft lange tijd de grootste aandacht gekend. De aandacht voor een correcte verschaling groeit eerder langzaam, en is zeer recent het onderwerp van nieuwe vorderingen (Troch en De Rouck, 1996, en Burcharth, Liu en Troch, 1999), maar wordt hier niet verder behandeld. De aanwezigheid van schaaffecten in schaalmodellen maant het gebruik aan van schaalmodellen op aanzienlijk grotere schalen (1:5) of van numerieke modellen.

Numerieke modellen vertonen geen schaaffecten, maar kennen slechts de laatste twee decennia een grote opmars. Hall en Hettiarachchi (1992) geven een literatuuroverzicht van de verschillende mathematische modellen van de fysische processen van golfinteractie met stortsteengolfbrekers. De ontwikkelingen van de numerieke modellering wordt belemmerd door een gebrek aan mathematische formuleringen voor de ingewikkelde turbulente stroming en randvoorwaarden, en door de moeilijkheden bij de numerieke behandeling van het wateroppervlak bij brekende golven.

Numerieke modellen gebaseerd op de potentiaalstroming geven een accuraat antwoord voor vele (zelfs sterk niet-lineaire) golfvoortplantingsproblemen, doch zijn niet in staat om het volledige proces van golfbreking te simuleren (Longuet-Higgins en Cokelet, 1976).

De ondiep-water vergelijkingen verschaffen een relatief eenvoudig mathematisch model ter beschrijving van de breking van lange golven op een zacht hellend strand, en lenen zich uitstekend voor eenvoudige numerieke oplossingsschema's. Enkele bekende modellen van deze soort zijn ontwikkeld door van Gent (1995): ODIFLOCS, en door Kobayashi en Poff (1994): RBREAK2. Deze modellen zijn gebaseerd op de veronderstellingen van volmaakte vloeistof en verwaarloosbare verticale snelheden en versnellingen, en op een over de diepte uitgemiddelde horizontale snelheid. Uiteraard beperken deze veronderstellingen de algemene toepasbaarheid van de modellen.

Tenslotte zijn de modellen gebaseerd op de volledige Navier-Stokes vergelijkingen de meest belovende, zeker omdat Hirt en Nichols (1981) een krachtige en eenvoudige methode ontwikkelden voor de behandeling van ingewikkelde vloeistofconfiguraties, inclusief golfbreking. Dit type model zal in dit proefschrift gebruikt worden voor de numerieke studie van de golfinteractie. Meer achtergrondinformatie over deze soorten modellen is verzameld in Lemos en Troch (1999).

Het wordt algemeen aanvaard dat tot op heden metingen uitgevoerd op een prototype golfbreker onder golfaanval, de '**missing link**' vormen tussen de schaalmodelresultaten en de numerieke resultaten, om het ontwerpproces te verbeteren. Reeds in 1983 stelde Dr. A. Price tijdens de openingsrede van de 'Coastal Structures Conference' dat de huidige ontwerpregels onvoldoende gebaseerd waren op metingen afkomstig van prototype golfbrekers. Zo concluderen Allsop en Wood (1987) eveneens uit hun uitgebreid literatuuronderzoek dat de prototype metingen van stromingen en drukverdelingen in golfbrekers quasi onbestaande zijn. Verder stellen zij krachtig dat het een absolute vereiste is, voor de verdere ontwikkelingen op gebied van numerieke modellering en van schaalonderzoek, dat prototype structuren geïnstrumenteerd worden. Ook Barends (1986) formuleert analoge wensen. Zeer recent nog, in een wetenschappelijk state-of-the-art onderzoek i.v.m. de vorderingen van onderzoek over fysische processen in de kustzone gedurende het laatste decennium, wordt sterk aanbevolen dat de onderzoeksstrategie voor de nabije toekomst dient gebaseerd te worden op een combinatie van prototype metingen en numerieke modellering (Thornton et al., 2000). Immers observaties in de natuur zijn nodig als validatiegegevens voor de numerieke en fysische modellering, en kunnen nieuwe of onverwachte fenomenen opleveren.

Uit voorgaande schets van de achtergrond bij het ontwerp van stortsteen-golfbrekers volgt duidelijk de probleemstelling. Enerzijds zijn prototype metingen nodig van de golfinteractie met een golfbreker, anderzijds wordt numerieke modellering van deze golfinteractie als een waardig alternatief (of eerder een bondgenoot) beschouwd voor het ontwerp van golfbrekers m.b.v. schaalmodellen. In dit proefschrift wordt getracht aan deze noden een wetenschappelijke bijdrage te leveren door zowel een experimentele studie uit te voeren aan de hand van nieuw te verwerven, unieke, prototype metingen, als een state-of-the-art numeriek model te ontwikkelen dat in staat is om deze golfinteractie te modelleren.

1.3 Doelstellingen

In voorliggend doctoraatswerk wordt het probleem van de golfinteractie met een stortsteengolfbreker op theoretische, experimentele en numerieke wijze bestudeerd. De hoofddoelstellingen van dit werk worden hierna bondig geformuleerd.

1. Het uitvoeren van een literatuurstudie i.v.m. de poreuze stroming in grofkorrelig materiaal, teneinde het meest geschikte mathematische model te vinden voor de fysische beschrijving van de stroming in de golfbreker.
2. Het opmeten van prototype meetgegevens van de interactie tussen golven en de stortsteengolfbreker te Zeebrugge, met behulp van een te ontwikkelen meetopstelling.
3. Het opstellen van een praktisch rekenmodel voor het voorspellen van de grootte en de verdeling van de poriëndrukken in de kern, gebaseerd op grootschalige proefresultaten en op de prototype metingen.
4. Het opstellen van een numeriek model ('een numerieke golf-goot') dat in staat is om de complexe golfinteractie met de golfbreker te beschrijven, met volgende aandachtspunten:
 - de inbouw van het geschikte mathematische model voor de poreuze stroming in de golfbreker;
 - de inbouw van numerieke golfrandvoorwaarden voor de generatie van golven;
 - de ontwikkeling van passieve en actieve golfabsorptie-technieken aan de randen van de gofgoot;
 - het behoud van de generaliteit van de golfgoot, zodat deze ook bruikbaar blijft voor andere types kustwater-bouwkundige constructies.
5. De validatie van de numerieke modellering aan de hand van fysische meetgegevens, én de toepassing ervan in het geval van de Zeebrugge golfbreker.

Aan de hand van deze hoofddoelstellingen wordt gepoogd een bijdrage te leveren tot het verbeteren van de ontwerpmethodiek voor stortsteengolfbrekers teneinde veiliger en meer economische structuren te kunnen bouwen.

1.4 Korte inhoud

Dit proefschrift rapporteert de resultaten van het onderzoek verricht tussen 1993 en 1999. Het voorbereiden van de experimentele metingen is opgestart in de periode 1994-1995, waarna tot op heden continu prototype metingen zijn uitgevoerd. De numerieke modellering is gestart in 1996, en is in de periode 1997-1998 intensief ontwikkeld. Tijdens 1999 heeft dit proefschrift langzaam zijn definitieve vorm verkregen.

In hoofdstuk 2 wordt de theoretische basis gelegd voor het verdere vervolg van het proefschrift. Er wordt een beknopt overzicht verschaft van de gebruikte tweedimensionale basisvergelijkingen voor niet-permanente stroming van water met een vrij oppervlak.

Hoofdstuk 3 rapporteert een literatuurstudie i.v.m. de poreuze stroming in grofkorrelig materiaal en verzamelt praktische rekenwaarden voor de coëfficiënten van het geschikt bevonden mathematische Forchheimer model. Dit hoofdstuk is een belangrijke basis voor zowel de experimentele studie van de prototype metingen als de numerieke modellering van de golfinteractie aangezien de poreuze stroming in beide gevallen aan bod komt.

Na de voorgaande twee theoretische hoofdstukken, volgt in hoofdstuk 4 een beschrijving van de meetopstelling op de stortsteengolfbreker te Zeebrugge. De infrastructuur, instrumentatie en het data acquisitiesysteem die in het kader van dit proefschrift ontwikkeld zijn, worden in detail voorgesteld, met oog voor de bereikte meetnauwkeurigheid. Tenslotte wordt een overzicht gegeven van de opgestelde databank met prototype meetgegevens.

In hoofdstuk 5 wordt de golfinteractie met stortsteengolfbrekers bestudeerd, gebaseerd op experimentele meetgegevens. De studie betreft voornamelijk de voortplanting van de golven in de kern van de golfbreker, en de daardoor geïnduceerde poriëndrukken. Eerst worden de beschikbare experimentele gegevens uit de literatuur verzameld, kritisch bekeken en verder geanalyseerd. Vervolgens worden de in het kader van dit werk uitgevoerde fysische proeven geanalyseerd. Tenslotte worden de prototype metingen van

de meetopstelling te Zeebrugge in detail geanalyseerd. Deze laatste analyse is een zeer belangrijk onderdeel van deze experimentele studie aangezien nooit eerder dergelijke prototype meetgegevens beschikbaar waren. Uit de studie van alle experimentele gegevens zal een rekenmodel opgesteld worden ter voorspelling van de door de golven geïnduceerde poriëndrukken in de kern.

In het kader van de ontwikkeling van een algemene numerieke golfgoot zal in hoofdstuk 6 zowel een nieuwe methode voor passieve absorptie als voor actieve absorptie van de golven opgesteld worden. De actieve absorptiemethode krijgt de meeste aandacht, en wordt op theoretische wijze afgeleid. Voor praktisch gebruik van de methode zullen ontwerprichtlijnen geformuleerd worden, met programmatuur voor de automatisatie van het ontwerp.

De beschrijving van de numerieke oplossingsalgoritmes om het in hoofdstuk 2 geformuleerde mathematische model op te lossen, is verzameld in hoofdstuk 7. Het doel van deze beschrijving is het verschaffen van een diepgaand inzicht in de mogelijkheden en de nauwkeurigheid van de oplossingen van het numerieke basismodel, zodat de nodige uitbreidingen in hoofdstuk 8 succesvol kunnen ingebouwd worden.

Deze belangrijke en vernieuwende uitbreidingen van hoofdstuk 8 zullen opgedeeld worden in drie kernen: (i) een model voor de simulatie van poreuze stroming, (ii) een randvoorwaarde voor de gecombineerde golfgeneratie en actieve absorptie in de numerieke golfgoot, (iii) een numerieke sponslaag als passieve absorptie. Hoofdstuk 8 bevat alle technische details van de inbouw in de programmatuur van het numerieke model, en steunt op de verworven inzichten van hoofdstukken 2, 3 en 7.

Het validatieproces van hoofdstuk 9 valideert de numerieke simulaties uitgevoerd met de nieuwe numerieke golfgoot. Eerst wordt het model gevalideerd aan de hand van een aantal eenvoudige toepassingen. Vervolgens komt het betere werk aan de beurt, met een detailvalidatie van een golfbreker met eenvoudige geometrie. Tenslotte wordt een numerieke modellering uitgevoerd van de golfinteractie met de stortsteengolfbreker te Zeebrugge.

De bijlages bevatten detailberekeningen, technische gegevens, achtergrondinformatie, theoretische afleidingen, etc...

Het proefschrift is samengebonden in twee afzonderlijke volumes. Het **eerste volume** bevat hoofdzakelijk de vorderingen van **de experimentele studie** (i.e. hoofdstukken 1 tot en met 5), het **tweede volume** de vorderingen van **de numerieke modellering** (i.e. hoofdstukken 6 tot en met 10). De bijlages zijn verdeeld over beide volumes, en sluiten aan bij de betreffende hoofdstukken. De referentielijst is aangebracht achteraan het tweede volume. Een CD-ROM met animaties van de numerieke simulaties is bijgevoegd.

HOOFDSTUK 2

Het fysische en mathematische model

2.1 Inleiding

In dit hoofdstuk wordt de algemene hydrodynamische waterbeweging vóór de golfbreker behandeld. Eerst wordt het *fysische model*, met de veronderstellingen en vereenvoudigingen ten opzichte van de werkelijkheid, kort beschreven. De verwoording van het fysische model in partiële differentiaalvergelijkingen met randvoorwaarden leidt tot het *mathematische model*. Dit mathematische model wordt vervolgens met behulp van numerieke technieken in het *numerieke model* VOFbreak² opgelost, in hoofdstuk 7. Tenslotte dient door experimenten de correctheid van het model nog nagekeken te worden (hoofdstuk 9).

Dit hoofdstuk geeft een overzicht van de basisvergelijkingen die de stroming van een vloeibaar medium met een vrij oppervlak, in dit geval het water, beschrijven. Om een mathematische behandeling enigszins te vereenvoudigen, worden een aantal vereenvoudigingen ten opzichte van de werkelijkheid ingevoerd. Het water wordt onsamendrukbaar, homogeen, isotroop en Newtoniaans verondersteld. Deze veronderstellingen houden een aantal beperkingen in met betrekking tot de geldigheid van de opgestelde differentiaalvergelijkingen. Deze beperkingen worden in par. 2.7 toegelicht.

Bij het opstellen van het mathematische model wordt gebruik gemaakt van de volgende *filosofie*. Kies eerst het gepaste *fundamentele fysisch principe*, zoals behoud van massa, of behoud van momentum. Pas daarna dit principe toe op een *geschikt model van de stroming*. Leid tenslotte hieruit de *mathematische vergelijking(en)* af (partiële differentiaalvergelijking(en)) die voorgaande fysische principes vertolken.

Het is duidelijk dat het mathematische model enkel de eigenschappen van het aangewende fysische model bezit. Het numeriek oplossen zal een oplossing opleveren die slechts steunt op deze eigenschappen, en *geen andere*. De gebruiker van een dergelijk numeriek model dient zich dus steeds bewust te zijn van het aangewende fysische en mathematische model.

Als geschikt model van de stroming wordt hier steeds *een infinitesimaal klein controlevolume* rond een punt A in een vloeistofstroming beschouwd. Het controlevolume is onbeweegbaar, de vloeistof stroomt erdoorheen (Fig. 2.1). Door hiervan uit te gaan, worden de afgeleide vergelijkingen van het mathematische model de vergelijkingen *in differentiaalvorm* (vanwege het infinitesimaal klein controlevolume) en *in conservatieve (of divergentie-) vorm* (vanwege de vaste plaats van het controlevolume, volgens de methode van Euler) genoemd.

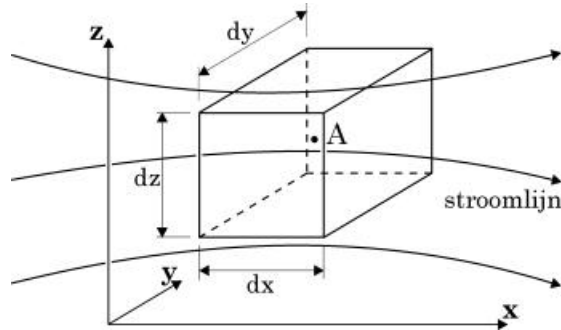


Fig. 2.1. *Infinitesimaal klein controlevolume (dx , dy , dz) rond een punt A in een vloeistofstroming. Het controlevolume is onbeweegbaar, terwijl de vloeistof er doorheen stroomt.*

Hoewel het controlevolume infinitesimaal klein is (d.w.z. voldoende klein t.o.v. de kleinste stromingsschalen die beschreven worden), toch is het voldoende groot om een groot aantal moleculen van de vloeistof te bevatten, zodat de vloeistof als een continu medium kan beschouwd worden. De moleculaire structuur en bewegingen worden genegeerd, het vloeistofgedrag wordt beschreven door macroscopische grootheden zoals snelheid, druk, dichtheid en hun afgeleiden. Deze grootheden worden als gemiddelden over een voldoende groot aantal moleculen beschouwd. Een vloeistofdeeltje of een punt in de vloeistof is dan het kleinst mogelijke element waarvan de macroscopische eigenschappen niet beïnvloed worden door individuele moleculen.

In voorliggend doctoraatswerk wordt in een cartesiaanse ruimte (Fig. 2.2) met een rechtshandig assenstelsel met eenheidsvectoren $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ het verband gelegd, in elk punt $A(x, y, z)$ op elk tijdstip t , tussen de dichtheid ρ_w (volumieke massa of massa per eenheidsvolume van de vloeistof), de druk p en de snelheid $\vec{V}(u, v, w)$ (momentum per eenheidsvolume). Hierbij zijn x, y, z en t de onafhankelijke veranderlijken; en zijn ρ_w, p en \vec{V} de afhankelijke veranderlijken. Er wordt daarbij gebruik gemaakt van het SI-eenhedenstelsel (Taveirne, 1990).

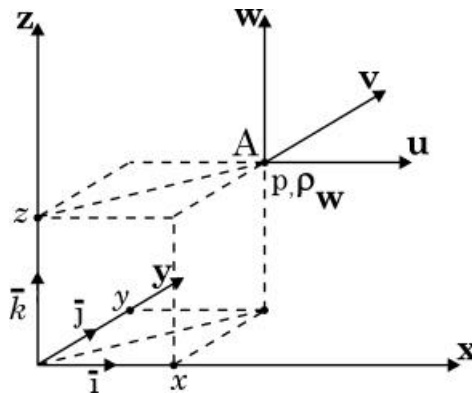


Fig. 2.2. *Rechtshandig Cartesiaans assenstelsel. Conventies en definitie van de snelheid $\vec{V}(u, v, w)$, de dichtheid ρ_w en de druk p in elk punt $A(x, y, z)$ op elk tijdstip.*

De continuïteitsvergelijking en de bewegingsvergelijkingen beschrijven de vloeistofstroming. Aangezien in dit werk warmteoverdracht geen rol speelt, kan de temperatuur, wegens de grote soortelijke warmte van de vloeistof, technisch als constant worden beschouwd en wordt de energievergelijking bij het bepalen van het stromingsveld overbodig (Dick, 1998).

2.2 De continuïteitsvergelijking

De continuïteitsvergelijking drukt het behoud van massa m uit. Beschouw in het punt $A(x, y, z)$ in een onsamendrukbare vloeistof, een infinitesimaal klein controlevolume (Fig. 2.3). Door uit te drukken dat de netto-instroming in het controlevolume gedurende een periode Δt (i.e. de instroommassa in het volume gedurende Δt min de uitstroommassa uit het volume gedurende Δt) gelijk is aan de vermeerdering van de massa in het volume gedurende Δt , vinden we (b.v. Verhoeven, 1989, Batchelor, 1967):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

of, vectorieel geschreven:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.2)$$

Deze vergelijking (2.1) of (2.2) drukt uit dat het snelheidsveld divergentie (of bron-) vrij is.

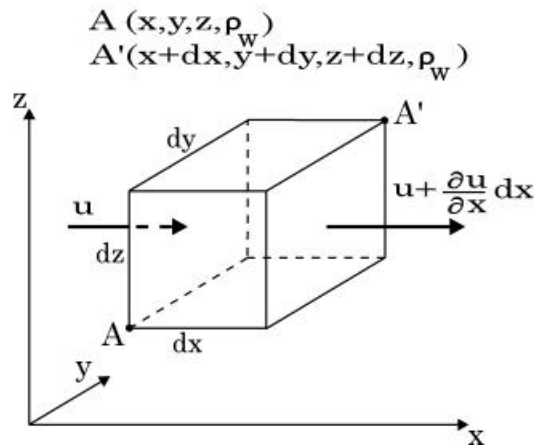


Fig. 2.3. *Principeschets -geldig in x-richting- bij verklaring van de continuïteitsvergelijking (2.1).*

2.3 De bewegingsvergelijkingen

De bewegingsvergelijkingen drukken het behoud van "impuls" of "hoeveelheid van beweging" $m \vec{V}$ (E: momentum) uit, via de tweede wet van Newton, waarbij het dynamisch evenwicht van een elementaire massa m , die op het ogenblik t aanwezig is in een infinitesimaal klein volume dV rond het punt $A(x, y, z)$, luidt:

$$\vec{F} = m \vec{a} = \frac{d(m \vec{V})}{dt} \quad (2.3)$$

of

$$\frac{\vec{F}}{m} = \vec{a} \quad (2.4)$$

De som van alle op de massa m *aangrijpende krachten* (\vec{F}) is in evenwicht met de *inertiële krachten* ($m \vec{a}$), met \vec{a} (a_x, a_y, a_z) de versnelling van het massadeeltje met massa m in A . De aangrijpende krachten bestaan uit *volume krachten* (of uitwendige krachten, E: body forces) en *oppervlakte krachten* (of inwendige krachten, E: surface forces), uitgedrukt per eenheids-massa.

De *volume kracht* in onderhavig proefschrift is beperkt tot de zwaarte-krachtsversnelling \vec{G} met componenten (g_x, g_y, g_z) per eenheidsmassa. Andere volume krachten, zoals de Corioliskracht, capillaire, elektromagnetische, centrifugale krachten of krachten tengevolge van dichtheits- of temperatuursverschillen zijn in het kader van de doelstellingen van dit proefschrift absoluut verwaarloosbaar, en worden verder niet beschouwd.

De *oppervlakte krachten* worden veroorzaakt door de omgevende vloeistof-deeltjes die enerzijds isotrope druk en anderzijds wrijving (uitgedrukt als een viskeuze spanning bestaande uit normaalspanning en schuifspanning) uitoefenen.

De versnellingscomponent van het massadeeltje in x-richting b.v., is:

$$a_x = \frac{Du}{Dt} \quad (2.5.a)$$

of nog:

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.5.b)$$

of met vectoriele notatie:

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)(u) \quad (2.6)$$

$\frac{Du}{Dt}$ is de zogenaamde *materiële* of *meebewegende afgeleide* van u (E: substantial derivative of material derivative of total derivative), en drukt de verandering in de tijd uit van de horizontale snelheidscomponent u in een punt van de vloeistof, zoals een observator die meebeweegt met het punt die zou zien. De meebewegende afgeleide is samengesteld uit een afgeleide naar de tijd: de *lokale versnelling*; en een afgeleide naar de plaats: de *convectieve versnelling*. De lokale versnelling is een versnelling tengevolge van het niet-permanente karakter van de stroming in een vast punt x , terwijl de convectieve versnelling de bijdrage is tengevolge van de verplaatsing van een punt x naar een ander punt $x + \Delta x$.

Beschouwen we verder de Newtoniaanse vloeistof onsamendrukbaar, en nemen we aan dat de viskeuze spanningen (de *wrijving*) enkel worden veroorzaakt door de vervormingen van het vloeistofdeeltje, dan wordt de bewegingsvergelijking (2.4) in x -richting b.v.:

$$g_x - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.7)$$

De μ in vergelijking (2.7) staat bekend als de *dynamische viscositeit* [Pa.s]. Het is een, in dit werk constante, materiaalgrootheid enkel afhankelijk van de vloeistof. Gewoonlijk wordt μ gecombineerd met de dichtheid ρ_w tot de *kinematische viscositeit* $\nu = \mu/\rho_w$ [m²/s]. Enige representatieve waarden

voor ν zijn, voor lucht: $\nu \cong 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (bij 0° C) en voor water: $\nu \cong 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (bij 20° C).

Na herschikking van enkele termen wordt vergelijking (2.7):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g_x \quad (2.8)$$

of nog, korter:

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u + g_x \quad (2.9)$$

Een analoge vergelijking kan geschreven worden in de y-richting:

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v + g_y \quad (2.10)$$

en in de z-richting:

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w + g_z \quad (2.11)$$

Vergelijkingen (2.9), (2.10) en (2.11) vectorieel geschreven levert als bewegingsvergelijking:

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{G} \quad (2.12)$$

Vergelijkingen (2.9), (2.10) en (2.11) (of korter vergelijking 2.12) zijn de zogenaamde *Navier-Stokes vergelijkingen* (kort: NS vergelijkingen) voor een homogene, isotrope, onsamendrukbare Newtoniaanse vloeistof met constante temperatuur. Zij beschrijven een viskeuze laminaire stroming, met dissipatief karakter. Deze vergelijkingen verwoorden dat de lokale en convectieve versnellingen worden veroorzaakt door de volgende aangrijpende krachten: de drukgradiënt, de viskeuze spanningen en de graviteit. Het stelsel vergelijkingen (2.1), (2.9), (2.10) en (2.11) (of (2.2) en (2.12) zoals verder vermeld) wordt gewoonlijk in de "numerieke literatuur" eveneens aangeduid als *het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen*. Dit stelsel bevat naast de 4 onafhankelijke

veranderlijken (x, y, z, t) nog 5 afhankelijke veranderlijken (de onbekenden): u, v, w, p en ρ_w . Als extra voorwaarde is de dichtheid $\rho_w(x, y, z, t) = \text{constante}$, d.w.z. de vloeistof is homogeen. Het scalaire veld van de dichtheid reduceert bijgevolg tot een materiaalconstante, met voor lucht: $\rho_l = 1.29 \text{ kg/m}^3$ (bij 0°C) en voor (zoet) water: $\rho_w \approx 1000 \text{ kg/m}^3$ (bij 20°C).

Uiteindelijk volstaan de 4 vergelijkingen (2.1), (2.9), (2.10) en (2.11) voor een oplossing van de 4 onbekenden (u, v, w en p), aangevuld met de gepaste begin- en randvoorwaarden. Aangezien slechts de gradiënt van de druk p optreedt in de vergelijkingen, is de absolute waarde van de druk niet van belang bij een onsamendrukbare vloeistof (Ferziger en Perić, 1997). Verder (zie par. 6.5.2) zal dan ook de atmosferedruk als vacuüm referentiedruk $p_0 = 0$ genomen worden.

2.4 Uitbreidingen van de basisvergelijkingen

2.4.1 Turbulente stroming

Het is op dit ogenblik nog niet mogelijk om een directe numerieke simulatie (E: direct numerical simulation, DNS) uit te voeren van een turbulente stroming (i.e. golfvoortplanting en -breking) die verband houdt met het vakgebied kustwaterbouwkunde (Lin en Liu, 1998). De NS vergelijkingen worden daarom met behulp van statistische technieken omgevormd tot nieuwe vergelijkingen, die turbulente fenomenen op grote schaal beschrijven. Deze nieuwe vergelijkingen worden vervolgens numeriek opgelost.

Twee verschillende methodes worden op dit ogenblik veelvuldig gebruikt. De traditionele methode is de zgn. *Reynolds middelingstechniek* (E: Reynolds averaging). In de Navier-Stokes vergelijkingen worden de ogenblikkelijke veranderlijken (b.v. de horizontale snelheidscomponent u) gesplitst in een (voor de ingenieurspraktijk meest geschikte) tijdsgemiddelde waarde (\bar{u}) en een fluctuatie (u'). Ingevoerd in de Navier-Stokes vergelijkingen levert dit extra termen, de zogenaamde *Reynolds spanningen* of turbulente spanningen (E: Reynolds stresses), en de vergelijkingen noemt men dan de Reynolds-vergelijkingen (E: Reynolds Averaged Navier Stokes equations, RANS).

Uitgeschreven in x -richting levert dit voor vergelijking (2.8):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{v} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) + g_x - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

De term $\overline{u'v'}$ b.v. wordt geïnterpreteerd als het transport in de y-richting van impuls per massa-eenheid in de x-richting. Een dergelijk impulstransport heeft hetzelfde effect als een spanning die op een oppervlak werkt, en om die reden wordt deze term dan ook de Reynoldsspanning genoemd (Nieuwstadt, 1992).

Herwerken van het rechterlid van (2.13) geeft:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Door een extra viscositeit ten gevolge van de turbulente stroming toe te voegen, de *eddy-viscositeit* ϵ :

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'u'} = (\bar{v} + \epsilon) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad (2.15.a)$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{u'v'} = (\bar{v} + \epsilon) \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \quad (2.15.b)$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \overline{u'w'} = (\bar{v} + \epsilon) \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \quad (2.15.c)$$

wordt vergelijking (2.14):

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\
& - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g_x + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} (\nu + \epsilon) + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} (\nu + \epsilon) + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} (\nu + \epsilon)
\end{aligned} \quad (2.16)$$

In vectornotatie geschreven tenslotte wordt vergelijking (2.16):

$$\frac{D \vec{\bar{V}}}{Dt} = - \frac{1}{\rho_w} \nabla \bar{p} + (\nu + \epsilon) \nabla^2 \vec{\bar{V}} + \vec{G} \quad (2.17)$$

Vergelijking (2.17) wordt de Reynoldsvergelijking genoemd. Het invoeren van de eddy-viscositeit ϵ heft het probleem van de extra onbekende veranderlijken $\vec{V}'(u', v', w')$ op (i.e. het sluitingsprobleem (E: closure problem) waarbij een

extra verband tussen $\vec{V}'(u', v', w')$ en de gemiddelde grootheden nodig is om de set vergelijkingen (2.2) en (2.17) op te lossen). In de praktijk wordt ϵ experimenteel of numeriek bepaald. Soms is de term $\nu + \epsilon$ genoteerd als de turbulente viscositeit ν_t . Alle viskeuze krachten zijn bijgevolg samengebracht in de term $(\nu + \epsilon) \nabla^2 \vec{\bar{V}}$, en de vorm van vergelijking (2.17) is dezelfde als (2.12). Vanuit het oogpunt van de berekening is een turbulente stroming op deze wijze equivalent met een laminaire stroming met een eerder ingewikkelde beschrijving van de viscositeit (Patankar, 1980).

Merk op dat het invoeren van een constante eddy-viscositeit ϵ (en bijgevolg een constante turbulente viscositeit ν_t) in de NS vergelijkingen slechts het meest eenvoudige turbulentiemodel is. Daarnaast bestaan nog de *algebraïsche* en *differentiaalmodellen*. Het turbulentiemodel wordt algebraïsch genoemd, als de turbulente viscositeit ν_t berekend wordt met behulp van algebraïsche vergelijkingen. Het turbulentiemodel is een differentiaalmodel, als ν_t berekend wordt met behulp van differentiaalvergelijkingen. Algebraïsche modellen zijn eenvoudiger en minder 'duur' uit oogpunt van de berekeningstijd, maar vertalen minder goed de turbulente fysische processen. Daarom zijn de differentiaalmodellen interessanter om te gebruiken. Niettegenstaande dat worden algebraïsche modellen gebruikt als hulpmiddel om randvoorwaarden te genereren voor de differentiaalmodellen. Een welgekend voorbeeld van een

differentiaalmodel is het k-model of het k- ϵ model, met k de kinetische energie van de turbulentie, en ϵ de variatie van de energiedissipatie van k (Lemos, 1992, Lin en Liu, 1998).

Naast de traditionele methode van Reynolds uitmiddelen van de NS vergelijkingen, is er een meer recente methode die een ruimtelijke filter toepast op de NS vergelijkingen, zodat de turbulente fluctuaties of kenmerken van de stroming die op een kleinere schaal optreden dan door deze filter gedefinieerd, geëlimineerd worden. Deze methode, gekend als de *Large-Eddy-Simulation* (LES) (zie b.v. Ferziger en Perić, 1997), heeft als voordeel dat minder empirische veronderstellingen nodig zijn dan bij de traditionele Reynolds uitmiddelingstechniek, doch een LES model is zeer rekenintensief, en werkt enkel goed in 3D. Toepassingen van LES in kustwaterbouwkundige stromingsproblemen zijn tot op heden nog niet gepubliceerd.

Het gedetailleerde turbulente karakter van de stroming zal in dit proefschrift niet worden gemodelleerd. Dit betekent dat de vergelijkingen de "gemiddelde" laminaire stroming beschrijven, en geen turbulente termen bevatten. Verder wordt dan ook de eddy-viscositeit $\epsilon = 0$ gesteld in vergelijking (2.17). Omwille van de numerieke stabiliteit van de oplossingsmethode kan het echter nodig blijken de viscositeit ν kunstmatig te vergroten, zonder direct fysisch verband met de turbulentie (zie par. H7.2.7).

2.4.2 Euler-vergelijking voor volmaakte vloeistof

Voor een niet-viskeuze stroming (i.e. stroming van een *volmaakte of ideale vloeistof*, met $\mu = 0$) zijn de viskeuze termen verwaarloosbaar t.o.v. de convectieve termen, zodat ze verdwijnen uit de NS vergelijkingen. De NS-vergelijkingen (2.12) herleiden tot de *Euler-vergelijkingen*:

$$\frac{D \vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_w} \nabla p + \vec{G} \quad (2.18)$$

De veronderstellingen die aan de basis van de Eulervergelijkingen (2.18) liggen, zijn meestal geldig in de vloeistofstroming die ver van de wanden of bodem verwijderd is.

In de omgeving van een vaste wand verdwijnt alle convectie. Dergelijke grenslaagstroming is niet inbegrepen in de vergelijkingen (2.18). Indien deze grenslaag niet afscheidt, is haar invloed beperkt tot de nabije omgeving van de vaste wand. Dan is de stroming van een ideale vloeistof een goede benadering van de stroming van een viskeuze vloeistof. In par. 2.4.3 worden enkele belangrijke voorbeelden van dergelijke potentiaalstroming aangehaald.

In de studie van de numerieke stromingsmechanica wordt klassiek eerst het mathematische karakter van de Eulervergelijkingen bestudeerd vooraleer de NS vergelijkingen te behandelen. Immers moet een methode voor integratie van de NS vergelijkingen ook de gereduceerde Eulervergelijkingen kunnen integreren (Dick, 1998). De Eulervergelijkingen zijn hyperbolisch met betrekking tot de onafhankelijke veranderlijke t . Dit stemt fysisch overeen met een 'tijdsgewijs' karakter, d.w.z. dat de toestand in een punt P enkel bepaald is door het afhankelijkheidsgebied (i.e. een gebied $t < t_P$ binnen de uiterste karakteristieke oppervlakken), en dat het punt P enkel de toestand in het beïnvloedingsgebied (i.e. een gebied $t > t_P$ binnen de uiterste karakteristieke oppervlakken) kan beïnvloeden. Voor de definitie en algemene bepaling van het begrip "karakteristiek oppervlak" van een stel partiële differentiaalvergelijkingen wordt verwezen naar b.v. Dick (1998). In het geval van een onsamendrukbare vloeistof is het afhankelijkheidsgebied het volledige gebied $t < t_P$, aangezien de karakteristieke oppervlakken de baan van het deeltje in de (t, x, y, z) ruimte en het vlak $t = \text{cte}$ zijn. Een dergelijk limietgeval van hyperbolische Eulervergelijkingen noemt men parabolisch. Voor een volledige bespreking van de classificatie van partiële differentiaalvergelijkingen en de bijhorende eigenschappen wordt verwezen naar klassieke werken over computationele stromingsmechanica (E: computational fluid dynamics), b.v. Anderson (1983), Patankar (1980), Ferziger en Perić (1997).

De onsamendrukbaarheidsvoorwaarde doet het oorspronkelijke tijdsgewijze karakter van de continuïteitsvergelijking (2.2) verdwijnen. Zo kan het stelsel NS vergelijkingen niet hyperbolisch met betrekking tot de tijd zijn. Via de extra

diffusieterm (i.e. de viskeuze wrijving $\nu \nabla^2 \vec{V}$) in de NS vergelijking (2.12) worden parabolische eigenschappen ingevoerd. Bijgevolg is het karakter hyperbolisch-parabolisch, en gebeurt de informatieoverdracht ogenblikkelijk over het ganse stromingsveld. In permanente toestand herleiden de NS vergelijkingen tot vergelijkingen met een elliptisch karakter. Het onderlinge belang tussen de (hyperbolische) convectieve term $u \frac{\partial u}{\partial x} \approx u \frac{u}{L}$ en de

(parabolische) diffusie-term $v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \approx v \cdot \frac{u}{L^2}$ wordt uitgedrukt door het celgetal van Peclet cel- Pe (Vreugdenhil, 1985):

$$\text{cel} - Pe = \frac{\text{convectie}}{\text{diffusie}} = \frac{u \frac{u}{L}}{v \frac{u}{L^2}} = \frac{uL}{v} \quad (2.19)$$

met L een karakteristieke celafmeting. Als cel- Pe klein is (< 1), is de stroming diffusiegedomineerd. Als cel- Pe voldoende groot is, hebben de viskeuze diffusie-termen weinig invloed op de stroming, en is de stroming vooral convectie-gedomineerd. Dit is het geval voor stroming ver verwijderd van de randen. In de dunne grenslagen van de stroming dichtbij de randen wordt diffusie wel belangrijk.

Het parabolisch karakter van de NS-vergelijkingen leert verder dat de informatie over de stroming zich slechts in één karakteristieke richting voortplant, en slechts één beginvoorwaarde nodig heeft. Voor meer achtergrond over de mathematische classificatie van de vergelijkingen wordt nogmaals verwezen naar Anderson (1983), Patankar (1980), Ferziger en Perić (1997), en Dick (1998). Hier volstaat het tenslotte te vermelden dat de numerieke methode de eigenschappen van de vergelijkingen die zij oplost, dient te respecteren.

2.4.3 Potentiaalstroming

Voor een belangrijk en groot aantal toepassingen van golfkinematica wordt een extra vereenvoudiging doorgevoerd in de Eulervergelijkingen (2.18), die leidt tot de zogenaamde *potentiaalstroming*, beschreven door de Laplace- en Bernoulli-vergelijking. In het algemeen wordt aanvaard dat de stroming in golven irrotationeel blijft vóór de golven breken (Peregrine, 1983, Battjes, 1988).

Golven worden meestal tweedimensionaal beschouwd, als een perturbatie van een rusttoestand. Zo blijft de rotatie (of de vorticititeit) Ω , initieel gelijk aan nul, nul en dit wordt uitgedrukt als

$$\Omega = \nabla \times \vec{V} = 0 \quad (2.20)$$

Gesteund op deze voorwaarde van irrotationaliteit van het snelheidsveld (en van de volmaakte vloeistof-veronderstelling), wordt een snelheidspotentiaal $\phi(x, y, t)$ gedefinieerd, waarvoor geldt:

$$\vec{V} = \nabla\phi \quad (2.21)$$

met $u = \partial\phi/\partial x$, $v = \partial\phi/\partial y$. Overeenkomstig Dingemans (1997) wordt het plusteken gebruikt in de definitie. De continuïteitsvergelijking voor een onsamendrukbare stroming (2.2), gecombineerd met deze voorwaarde van irrotationaliteit (2.21), levert de welgekende Laplace vergelijking:

$$\nabla \cdot (\nabla\phi) = 0 \quad (2.22.a)$$

ook

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (2.22.b)$$

of voluit

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} = 0 \quad (2.22.c)$$

genoteerd.

De Laplace vergelijking (2.22) heeft een aantal analytische oplossingen voor zeer eenvoudige geometrieën. Uit de bewegingsvergelijkingen (2.12) kan men dan de Bernoulli vergelijking afleiden door integratie (zie b.v. Dean en Dalrymple, 1991). Zodra de potentiaal gekend is, kan deze laatste algebraïsche vergelijking opgelost worden.

In afwezigheid van breking en van sterke stroming, is de irrotationaliteits-hypothese (2.20) voor golfbeweging helemaal niet zo slecht (Dingemans, 1997). Immers de Laplacevergelijking (2.22), samen met de gepaste randvoorwaarden aan de bodem en aan het vrij oppervlak, wordt gebruikt als basis-vergelijking voor het volledig dispersieve en volledig niet-lineaire gravitaire golfprobleem (Mei, 1989). De oplossing van de Laplacevergelijking (2.22) met gelineariseerde randvoorwaarden leidt naar de veelgebruikte lineaire Airy (of Stokes eerste orde) golftheorie (Dean en Dalrymple, 1991), verder besproken in H8.3.2. De Laplacevergelijking (2.22) vormt eveneens de uitgangsbasis voor de afleiding van een aantal belangrijke (over de diepte uitgemiddelde (E: depth-integrated)) vergelijkingen die de golfvoortplanting in kustzones

beschrijven, zoals de "mild slope" vergelijkingen (Dingemans, 1997) of de "Boussinesq" vergelijkingen (Madsen en Schäffer, 1998).

Hoewel de potentiaalstroming belangrijke toepassingen heeft, toch zijn de veronderstellingen onrealistisch voor brekende golven (Mayer et al., 1998). Wanneer men b.v. brekende golven op het strand bekijkt, ziet men in dat de voorwaarde van irrotationele stroming niet geldig is. Bovendien is de golfinteractie met een stroming, i.h.b. met een rotationeel snelheidsveld, moeilijk te beschrijven. In deze gevallen schiet een potentiaalformulering tekort voor een adequate beschrijving van de turbulente en zeer complexe golfbreking. Dan moet een meer algemene beschrijving van de golfdynamica gebruikt worden, nl. de NS vergelijkingen (2.12).

2.5 De druk-Poisson vergelijking

Het stelsel NS vergelijkingen (2.2) en (2.12) heeft de vorm van een stelsel niet-lineaire partiële differentiaalvergelijkingen van tweede orde, die een relatie beschrijven tussen de (onbekende) stromingsveranderlijken, zoals de snelheid

$\vec{V}(u, v, w)$ en de druk p als functie van plaats en tijd. De druk komt echter niet in een tijdsafgeleide voor. Daardoor is het niet mogelijk de onbekenden u , v , w en p uit een eenvoudig differentieproces van (2.12) te halen: de druk volgt daar niet uit en bovendien zal het bekomen snelheidsveld niet aan de continuïteitsvergelijking (2.2) voldoen. De druk p kan echter beschouwd worden als een soort parameter die zo bepaald moet worden dat het snelheidsveld wél aan de continuïteitsvergelijking voldoet. De vergelijkingen (2.2) en (2.12) moeten aldus *gekoppeld* opgelost worden (Dick, 1998). Hiervoor wordt de *Poisson-vergelijking* gebruikt.

Deze Poisson-vergelijking voor het scalaire drukveld p wordt afgeleid uit de bewegingsvergelijking door de divergentie ervan te bepalen. Uit de Poisson-vergelijking kan vervolgens bij gegeven snelheidsveld de druk worden afgeleid. Dit gebeurt b.v. op volgende manier (Dick, 1998, Ferziger en Perić, 1997). Herschrijven van vergelijkingen (2.2) en (2.12) geeft als stelsel NS vergelijkingen:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.2)$$

en

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_w} \nabla p = -(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{G} \quad (2.23)$$

Stel nu

$$P = \frac{p}{\rho_w} \quad (2.23.b)$$

voor als de kinematische druk P . Het rechterlid R van (2.23.a):

$$R = -(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{G} \quad (2.23.c)$$

bevat respectievelijk alle convectieve, diffusieve en volumekrachten. Er wordt verder gewerkt met twee tijdsniveaus: het gekende tijdsniveau n en het 'nieuwe' niveau $n+1$, met als doel de snelheden (\vec{V}) en de druk (P) op het niveau $n+1$ compatibel te maken. Het stelsel NS vergelijkingen (2.2) en (2.23) krijgt bijgevolg de volgende vorm:

$$\nabla \cdot \vec{V}^{n+1} = 0 \quad (2.24)$$

en

$$\frac{\vec{V}^{n+1} - \vec{V}^n}{\Delta t} + \nabla P^{n+1} = R^n \quad (2.25)$$

Substitutie van (2.25) in (2.24) levert uiteindelijk de Poisson vergelijking voor de druk:

$$\nabla \cdot (\nabla P^{n+1}) = \nabla \cdot \left(\frac{\vec{V}^n}{\Delta t} + R^n \right) \quad (2.26)$$

Deze vergelijking (2.26) is elliptisch en dient met behulp van een numerieke methode voor elliptische vergelijkingen opgelost te worden. Dit wordt verder behandeld bij de bespreking van de numerieke oplossingsmethode in hoofdstuk 7. Merk opnieuw op dat in de Poisson-vergelijking (2.26) de

absolute druk niet van belang is, enkel de drukgradiënt of het drukverschil doet de vloeistof stromen.

2.6 Begin- en randvoorwaarden

2.6.1 Algemeen

Het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.2) en (2.12) heeft zowel begin- als randvoorwaarden nodig om het probleem op te lossen in een bepaald gebied, zodat de oplossing bestaat, uniek is en afhankelijk is van deze voorwaarden. Een dergelijk probleem heet een *goed gesteld* probleem. *Beginvoorwaarden* voldoen aan de voorwaarde dat op het begintijdstip de volledige stroming als functie van de plaats moet gespecificeerd zijn. *Randvoorwaarden* zijn voorwaarden waaraan de stroming steeds moet voldoen op de rand van het gebied.

Beschouw als gebied het volume V , begrensd door het oppervlak S , en beschouw verder een materieel oppervlak F dat meebeweegt met de vloeistof aanwezig in V (Fig. 2.4). We nemen aan dat F een vrij oppervlak van de vloeistof voorstelt, met discontinuïteit van de eigenschappen van de vloeistof aan dit oppervlak. Dit vrije vloeistof-oppervlak wordt beschreven door de vergelijking:

$$F(x, y, z, t) = 0 \quad (2.27)$$

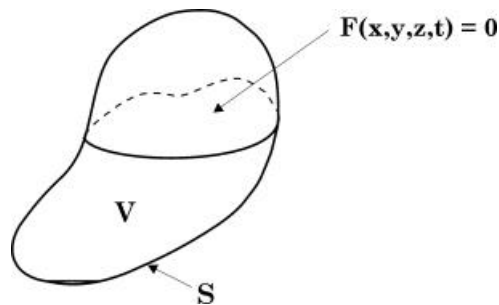


Fig. 2.4. Het volume V is begrensd door het oppervlak S , en bevat een materieel oppervlak $F(x, y, z, t)$ dat meebeweegt met de vloeistof aanwezig in V .

De kinematische eis, die verwoordt dat het vrij oppervlak F steeds uit dezelfde deeltjes bestaat, luidt (Batchelor, 1967):

$$\frac{DF}{Dt} \equiv \frac{\partial F}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla F = 0 \quad (2.28)$$

Dit is de zogenaamde transportvergelijking (of convectievergelijking) van F en stelt dat F , de *volume fractiefunctie*, meebeweegt met de vloeistof. Deze partiële differentiaalvergelijking (2.28) vervangt het gebruik van de deeltjes (E: marker particles) die aangewend werden in de Marker-And-Cell (MAC)-techniek (zie H7.1.2). In het algemeen is dit, naast de continuïteitsvergelijking (2.2) en de bewegingsvergelijkingen (2.12), een derde type vergelijking, met hyperbolisch karakter, van het op te lossen mathematische model.

De voorwaarde (2.28) is duidelijk geïdealiseerd, omdat aan het wateroppervlak op microschaal een netto transport van damp en zoutmoleculen plaats vindt (Dingemans, 1997). Deze microschaal-eigenschappen zijn verder van geen belang voor de te beschrijven processen in dit proefschrift, en worden verwaarloosd. De geïdealiseerde voorwaarde (2.28) is zeer goed geschikt voor de verder beschouwde waterbewegingen (Lemos, 1992).

2.6.2 Randvoorwaarden

2.6.2.1 Randvoorwaarden aan vaste rand

Aan de vaste randen van het gebied V , op het oppervlak S , kunnen twee types randvoorwaarden opgelegd worden: randvoorwaarden van het Dirichlet-type, die de snelheid op S (of de normale snelheidsafgeleide op S) voorschrijven en randvoorwaarden van het Neumann-type, die voorwaarden voor normale en/of tangentiële spanningscomponenten op S voorschrijven.

Indien de vaste rand S niet doorlatend is (E: *rigid wall*), is er geen massaflux doorheen deze rand, zodat er geen normale snelheidscomponent bestaat (Fig. 2.5):

$$\vec{V} \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{of} \quad V_n = 0 \quad (2.29)$$

met \vec{n} de uitwendige normale op S , positief naar buiten gericht.

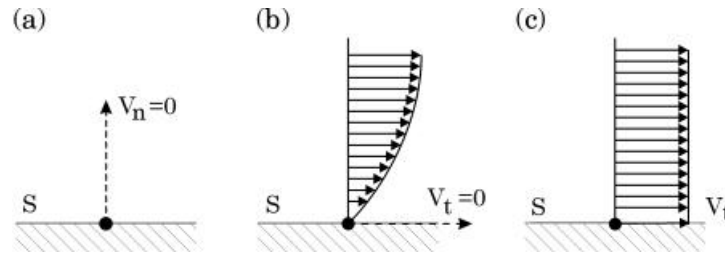


Fig. 2.5. *Randvoorwaarden aan een vaste rand S:*
 (a) *ondoorlatende starre wand (E: RIGID WALL), met*
 (b) *de kleeftvoorwaarde (E: NO SLIP RIGID WALL), of met*
 (c) *geen kleeftvoorwaarde (E: FREE SLIP RIGID WALL)*

Als daarnaast de *tangentiële* (of schuif-) *snelheid* ook nul is:

$$\vec{V} \cdot \vec{t} = 0 \quad \text{of} \quad V_t = 0 \quad (2.30)$$

dan heeft men de zogenaamde “*kleeft-randvoorwaarde*” (E: *no-slip rigid wall*), waarbij de vloeistof aankleeft aan de wand (Fig. 2.5.b). Deze randvoorwaarde is geldig voor een viskeuze vloeistof ($\mu \neq 0$), en is in staat om een grenslaag te modelleren m.b.v. een groot aantal cellen met kleine afmetingen naast de wand.

Als echter daarnaast de *tangentiële* (of schuif-) *spanning* nul is:

$$\tau_{tn} = 0 \quad \text{of} \quad \frac{\partial V_t}{\partial n} = 0 \quad (2.31)$$

heeft men de zogenaamde ‘*geen-kleeft-randvoorwaarde*’ (E: *free-slip rigid wall*), Fig. 2.5.c. Deze randvoorwaarde is principieel slechts geldig voor een volmaakte vloeistof ($\mu = 0$), doch betekent een nuttige en goede benadering in voorliggend werk, aangezien de diktes van eventuele grenslagen gevormd ten gevolge van de stroming evenwijdig met de vaste rand verwaarloosbaar klein zijn ten opzichte van de celafmetingen, en verwaarloosd worden. Het toepassen van een free-slip randvoorwaarde verwaarloost dus het bestaan van een grenslaag.

Indien toch het effect van een grenslaag dient gemodelleerd te worden, zonder de no-slip randvoorwaarde te gebruiken die een groot aantal kleine cellen aan de rand vergt, kan de zogenaamde. "partial-slip" randvoorwaarde toegepast worden (Delft Hydraulics, 1991):

$$V_t = n \cdot \ln \left(\frac{n}{n_0} \right) \frac{\partial V_t}{\partial n} \quad (2.32)$$

met n de afstand tot de wand, en n_0 een constante die de ruwheid van de wand of de dikte van de viskeuze grenslaag voorstelt. Deze randvoorwaarde (2.32) samen met (2.29) kan nuttig zijn om b.v. de ruwheid van een ondoordringbaar taludoppervlak te beschrijven door n_0 te variëren.

Aan elke rand van het volume V waar water instroomt, mathematisch vertolkt door $\vec{V} \cdot \vec{n} < 0$, moeten eveneens randvoorwaarden voor de volumefractie F voorgeschreven worden.

2.6.2.2 Randvoorwaarden aan vrij oppervlak

Aan de vrije randen van het materieel oppervlak F worden zogenaamde randvoorwaarden aan een vrij oppervlak opgelegd. Twee types randvoorwaarden worden hier opgelegd:

- een *kinematische* randvoorwaarde, die de continuïteit van het snelheidsvectorveld \vec{V} over het scheidingsvlak uitdrukt (zie par. 6.1):

$$\frac{DF}{Dt} = 0 \quad (2.28)$$

- en een *dynamische* randvoorwaarde, die de continuïteit van het scalaire drukveld over het scheidingsvlak uitdrukt, meestal uitgedrukt als een evenwicht van de krachten uitgeoefend door zowel de vloeistof (p) als de lucht (p_0) ter plaatse van het vrij oppervlak (dus een 'Neumann-achtige' randvoorwaarde).

In het geval van een 2D stroming, levert de projectie op de normale in een punt van het oppervlak de randvoorwaarde voor de *normaalspanningen*:

$$p - 2\mu \frac{\partial V_n}{\partial n} = p_0 \quad (2.33)$$

of, voor een volmaakte vloeistof met $\mu = 0$, is de druk p in de vloeistof gelijk aan de luchtdruk p_0 :

$$p = p_0 \quad (2.34)$$

Deze laatste niet-viskeuze vrij oppervlak-randvoorwaarde (2.34) is een voldoende benadering voor de beoogde toepassingen van golfinteractie met een stortsteengolfbreker in dit werk (Lemos, 1992).

De projectie op het raakvlak in een punt van het oppervlak levert de voorwaarde voor de *tangentiële (of schuif-)spanningen*:

$$\mu \left(\frac{\partial V_n}{\partial t} + \frac{\partial V_t}{\partial n} \right) = 0 \quad (2.35)$$

Deze beide dynamische vrij oppervlak-randvoorwaarden (2.34) en (2.35) zijn de vereenvoudigde uitdrukkingen voor 2D stroming met een beperkte kromming van het vrij oppervlak tussen de vloeistof enerzijds (linkerlid van de gelijkheden (2.34) en (2.35)) en de lucht (of vacuüm) anderzijds (rechterlid van deze gelijkheden). Ze worden gebruikt aan het vrij oppervlak, in de veronderstelling dat het water een volmaakte vloeistof is in de roostercellen die doorsneden worden door het vrij oppervlak.

Merk op dat door deze veronderstellingen aan te nemen, geen oppervlaktespanning σ in het fysische model aanwezig is. Indien toch rekening dient gehouden te worden met de aanwezige oppervlaktespanning, dient σ in de randvoorwaarden (2.34) en (2.35) mee beschouwd te worden (Kothe et al, 1991). Oppervlaktespanning is niet relevant voor de modellering van de golfbeweging (Hughes, 1993), zie par. 2.7.2.

2.6.3 Beginvoorwaarden

Naast randvoorwaarden voor de vaste rand S en het vrij oppervlak F , zijn beginvoorwaarden vereist voor de onbekenden in elk punt van het gebied V . Deze worden in het programma opgesteld vooraleer een oplossing van het mathematische model berekend wordt.

2.7 Beperkingen van het fysische en mathematische model

In de voorgaande paragrafen van dit hoofdstuk werden een aantal veronderstellingen ingevoerd om tot een mathematisch model te komen, dat met een aanvaardbare rekeninspanning een numerieke oplossing levert, die ruim voldoende nauwkeurig is voor de in dit werk beschouwde problematiek. Deze veronderstellingen hebben als gevolg dat een aantal fysische processen niet gemodelleerd kunnen worden, en dan ook niet in de oplossing vervat zitten. Deze paragraaf bespreekt de fysische processen waar geen rekening mee gehouden wordt, en geeft een verantwoording waarom ze in dit werk verwaarloosd worden.

2.7.1 Luchtinsluitsels in het water

Tijdens het breken van een golf worden luchtdeeltjes ingesloten in de vallende watermassa. Deze luchtinsluitsels geven aanleiding tot een mengsel van water en lucht, en is zichtbaar als het witte schuim dat ontstaat aan de kruin van de golf. De luchtinsluitsels geven aanleiding tot een variërende en niet-homogene *dichtheid van het water*, hun aanwezigheid maakt dat er een niet meer te verwaarlozen *samendrukbaarheid* van het mengsel is, en tenslotte doen ze een complexe *turbulente stroming* ontstaan.

Peregrine (1983) stelt dat de variërende en niet-homogene dichtheid van het water slechts een beperkte invloed op de golfdynamica vertoont. Immers, de dichtheid ρ_{wl} van het water/lucht mengsel:

$$\rho_{wl} = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_w \quad (2.36)$$

met α_l de concentratie van de lucht (de grootteorde van α_l is experimenteel bepaald voor een hydraulische sprong als: $0.10 \leq \alpha_l \leq 0.20$), en met $\rho_l \approx 10^{-3} \rho_w$ de dichtheid van de lucht, kan benaderd worden door:

$$\rho_{wl} = (1 - \alpha_l) \rho_w \quad (2.37)$$

zodat er slechts een beperkte invloed is van de variatie van de dichtheid van het mengsel. Deze invloed neemt echter toe met toenemende luchtconcentratie α_1 . Steunend op vergelijking (2.37) wordt in dit werk de beperkte variatie in dichtheid van het mengsel verwaarloosd, en wordt het water als een homogene vloeistof met constante dichtheid en zonder luchtinsluitsels beschouwd.

Nichols et al. (1980) stellen een methode voor om een beperkte samendrukbaarheid (zgn. pseudo-compressibiliteit) van het water in te voeren, door de continuïteitsvergelijking (2.2) te vervangen door:

$$\frac{1}{\rho_w c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.38)$$

met c [m/s] de geluidssnelheid in het mengsel. Volgens Peregrine (1983) kan de geluidssnelheid c in het mengsel ten gevolge van luchtinsluitsels afnemen met één grootteorde t.o.v. de geluidssnelheid in water $c_w = 1480$ m/s (bij 20° C). Bij toepassingen waar een golfklap tegen een betonwand van een caissongolfbreker optreedt, is het vereist om aan het water-lucht mengsel een beperkte samendrukbaarheid te geven. Een dergelijke toepassing wordt beschreven door Wu (1994). Wu modelleert op numerieke wijze de golfklap op een verticale ondoorlatende wand. Dergelijke golfklappen vormen niet het belangrijkste fysische proces bij de golfinteractie met een stortsteengolfbreker, en dient hier niet gemodelleerd te worden. Er wordt dan ook niet verder op ingegaan in het kader van dit proefschrift.

Zoals reeds uitvoerig vermeld in par. 2.4.1 wordt de turbulente stroming in dit mathematische model niet beschouwd. Deze benadering is minder geschikt zodra brekende golven optreden, waar turbulentie een belangrijk fysisch proces is (Lin en Liu, 1998). Het nauwkeurig modelleren van brekende golven is echter niet het beoogde doel van dit proefschrift. De lezer wordt bovendien gewezen op het feit dat de turbulente processen slechts niet gemodelleerd zijn voor de waterbewegingen vóór de golfbreker. Voor de poreuze stroming in het golfbrekerlichaam is de turbulente stroming impliciet verweven in de mathematische formulering van het Forchheimer model.

2.7.2 Oppervlaktespanning van het water

De oppervlaktespanning speelt een belangrijke rol bij het opwekken van golven door de wind: de overdracht van windenergie naar het water gebeurt o.a. via de oppervlaktespanning (Wiegel, 1964, Young, 1999). Dit fysische groeiproces van golven zal echter niet gemodelleerd worden in dit werk. We beperken ons hier -klassiek- tot de voortplanting van golven en hun interactie met een structuur.

Ook bij de vorming van luchtbellen en druppels door de golfbreking, speelt de oppervlaktespanning een niet te verwaarlozen rol. De invloed hiervan komt duidelijk naar voor bij de schaalmodellering in labo-proefopstellingen, maar zal hier niet meegerekend worden in het mathematische model

In het algemeen is de invloed van de oppervlaktespanning verwaarloosbaar in het vakgebied van de kustwaterbouwkunde (Hughes, 1993). Soms, op kleinere schaal in labo-proefopstellingen, kan de oppervlaktespanning golven wel sterk beïnvloeden. Dit gebeurt als de golven zeer kort zijn (periode kleiner dan 0.35 s), of de waterdiepte zeer gering is (minder dan 0.02 m). Dan begint de oppervlaktespanning een dempende werking op de golfbeweging uit te oefenen, en dient deze in rekening gebracht te worden. Ook bij de vorming van luchtbellen en druppels door de golfbreking, speelt de oppervlaktespanning een niet te verwaarlozen rol. Luchtbellen worden niet gemodelleerd cf. par. 2.7.1.

De relatieve invloed van de oppervlaktespanning t.o.v. de traagheidskrachten wordt uitgedrukt door het getal van Weber:

$$We = \frac{\rho_w D V^2}{\sigma} \quad (2.39)$$

met D [m] een karakteristieke lengte, V [m/s] een karakteristieke snelheid, en σ [N/m²] de oppervlaktespanning.

2.8 Besluit

In hoofdstuk 2 is het fysische en mathematische model voorgesteld dat de niet-permanente stroming van water met een vrij oppervlak beschrijft. Dit model ligt aan de basis van de numerieke simulaties in dit proefschrift. De veronderstellingen van het fysische model zijn de volgende. De stroming van een homogene, isotrope, onsamendrukbare, Newtoniaanse vloeistof is niet-permanent, en wordt opgewekt door de aangrijpende krachten graviteit, drukgradiënt en viskeuze spanningen. Vanaf dit punt beperken we het mathematische model tot 2 dimensies (x, y), in het verticale vlak. Het mathematische model, hierna samengevat als vergelijking (2.40), wordt in hoofdstuk 7 met behulp van numerieke technieken opgelost.

De vloeistofstroming vóór de golfbreker wordt bekeken uit macroscopisch oogpunt. Enkel de gemiddelde stromingsgrootheden worden beschouwd, in het laminaire stromingsregime. Het gedetailleerde turbulente karakter wordt hier niet gemodelleerd. De eventuele aanwezigheid van luchtinsluitels t.g.v. golfbreking, alsook het effect van de oppervlaktetension wordt niet in rekening gebracht omwille van de zeer beperkte invloed op de beschouwde fysische processen van golfinteractie met de golfbreker.

Samengevat, en verzameld voor verder gebruik, bestaat het *volledige stelsel Navier-Stokes vergelijkingen* uit volgende differentiaalvergelijkingen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + g_x \quad (2.40.a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g_y \quad (2.40.b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.40.c)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (2.40.d)$$

De vier onbekenden van het stelsel (2.40) zijn de snelheidscomponenten u en v , de druk p en de volumefractie F , die uit de vier vergelijkingen zullen opgelost worden met behulp van een numerieke techniek. De bewegingsvergelijkingen (2.40.a) en (2.40.b) zijn afgeleid van vergelijkingen (2.9) en (2.10) respectievelijk, de continuïteitsvergelijking (2.40.c) is afgeleid van vergelijking (2.1), en de transportvergelijking (2.40.d) is afgeleid van vergelijking (2.28). Bij de volgende besprekingen van het numerieke model zal telkens naar deze vergelijkingen (2.40) verwezen worden.

De gepaste begin- en randvoorwaarden voor het volledige stelsel (2.40) zijn eveneens geformuleerd ten behoeve van de vereiste discretisaties in hoofdstuk 7.

Tenslotte is de druk-Poisson vergelijking (2.26) voorgesteld met het oog op de gekoppelde oplossingstechniek voor continuïteitsvergelijking (2.40.c) en bewegingsvergelijkingen (2.40.a en b).

HOOFDSTUK 3

Huidige stand van kennis van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal

3.1 Inleiding

Een stortsteengolfbreker heeft een kern opgebouwd uit grofkorrelige stenen, en wordt derhalve beschouwd als een poreus medium. In de kern ontstaat, door interactie met de invallende watergolven, een niet-permanente stroming. In dit hoofdstuk volgt een beschrijving van de fysische interpretatie met de veronderstelde vereenvoudigingen (het fysische model) en de daaruit volgende mathematische beschrijving van deze hydrodynamische stroming doorheen de stortsteengolfbreker. Hierbij is voornamelijk gebruik gemaakt van literatuurgegevens.

Een poreus medium wordt in dit werk gedefinieerd als een onsamendrukbaar en inert lichaam met holtes of poriën erin. Details over de grootte en de vorm van de holtes, of over de onderlinge verbindingen tussen de holtes, zijn zelden exact gekend. Daarom wordt in dit werk een macroscopische aanpak gebruikt waarbij het poreus medium gekarakteriseerd wordt door ruimtelijke *gemiddelde grootheden*, zoals b.v. een gemiddelde weerstand tegen de vloeistofstroming of de porositeit. In dezelfde geest wordt ook de vloeistofstroming in het poreus medium (verder de *poreuze stroming* (E: porous flow) genoemd) beschreven met gemiddelde grootheden, niet met details zoals b.v. de microscopische snelheidsvariaties tussen twee punten in een bepaalde poriënkanaal. Het poreus medium zal in dit werk hoofdzakelijk bestaan uit *grofkorrelig stortsteenmateriaal* waaruit de golfbreker opgebouwd is. In par. 3.2 worden de materiaaleigenschappen van stortsteen samengevat. In het geval van de golfbreker te Zeebrugge, heeft het kernmateriaal een gemiddelde korreldiameter van 20 cm. Er wordt nogmaals de nadruk gelegd op de veronderstelling dat zowel het poriënwater als het korrelskelet onsamendrukbaar beschouwd worden (Barends, 1986).

De poreuze stroming in het grofkorrelig korrelskelet verschilt van *grondwaterstroming* in b.v. een zandlichaam doordat het water met behoorlijk grote(re) snelheden en versnellingen stroomt. Forchheimer's werk (1901) wordt klassiek als het eerste werk aangehaald (Hannoura en Barends, 1981, Burcharth en Andersen, 1995) waarin vermeld staat, dat de wet van Darcy

niet algemeen toepasbaar is voor poreuze stroming. Sindsdien is heel veel onderzoek verricht naar de stroming in poreuze media voor verscheidene toepassingsgebieden (Hannoura en Barends, 1981): ontginning van gas en olie, grondwaterbeheer, ontwerp van stuwdammen en stortsteenconstructies,... Hierna wordt een overzicht gegeven van de huidige stand van kennis van de poreuze stroming in het vakgebied van de kustwaterbouwkunde, met bijzondere aandacht voor de sterke progressie in de recente onderzoeksresultaten.

In dit hoofdstuk worden eerst de materiaalkarakteristieken van stortsteen nader beschouwd (par. 3.2). Deze zijn belangrijk voor een adequate beschrijving van de poreuze stroming doorheen de stortsteen.

Voor het geval van poreuze stroming in permanente toestand worden eerst een tweetal mathematische modellen besproken: het wrijvingsfactor-model, interessant omwille van de leerrijke analogie met stroming door leidingen; en het Forchheimer model, als praktisch toepasbaar model van de poreuze stroming voor de ingenieur (par. 3.3). Vervolgens worden de onderscheiden stromingstypes van het Forchheimer model geïdentificeerd en mathematisch beschreven met behulp van een afleiding gebaseerd op de Navier-Stokes vergelijkingen.

In de uitbreiding naar het geval van niet-permanente poreuze stroming (par. 3.4) wordt de aan het Forchheimer model toegevoegde inertieterm voor het in rekening brengen van de toegevoegde massa, besproken.

Tenslotte zijn de praktische rekenwaarden van de betreffende coëfficiënten en constanten, zoals gepubliceerd door verschillende onderzoekers, verzameld voor verder gebruik in dit werk (par. 3.5).

3.2 Stortsteen als bouw materiaal

Stortsteengolfbrekers vereisen enorme hoeveelheden stortsteen of grofkorrelig rotsachtig materiaal als basisbouw materiaal. De steendiameter van stortsteen (200 à 600 mm) is aanzienlijk groter dan de diameter van het klassieke grind of steenslag (diameter 2 - 80 mm). Aangezien natuurlijke stenen zelden of nooit beschikbaar zijn in dergelijke grote hoeveelheden en groottes, dient de stortsteen meestal ontgonnen te worden in steengroeven.

De karakteristieke kenmerken of eigenschappen van stortsteen afkomstig uit een steengroeve zijn sterk afhankelijk van het type rots dat ter plaatse ontgonnen wordt, van de ontginningswijze (dynamiteren, mechanisch ontginnen, ...), en van de graad van verwerking. Deze eigenschappen zijn op te delen in verschillende klassen (CUR, 1995):

1. Intrinsieke eigenschappen van de stortsteen,
2. Eigenschappen gerelateerd aan de ontginningswijze,
3. Eigenschappen gerelateerd aan het functioneel gebruik,
4. Duurzaamheid van de stortsteen.

Hierna wordt kort op elk van de klassen ingegaan. De eigenschappen die belangrijk zijn voor dit werk worden gedefinieerd en summier besproken. Meer informatie over en een uitgebreider bespreking van alle materiaal-eigenschappen van stortsteen is terug te vinden in CUR (1995) of in CIRIA/CUR (1991).

3.2.1 Intrinsieke eigenschappen van de stortsteen

3.2.1.1 Volumieke massa

De *schijnbare volumieke massa* (ook schijnbare dichtheid of soortelijke massa genoemd) ρ_s [kg/m³] (E: bulk density) van stortsteen wordt gedefinieerd als de droge massa stortsteen m die bevat is in een vat met een eenheidsvolume Vol :

$$\rho_s = \frac{m}{Vol} \quad (3.1)$$

Het eenheidsvolume Vol bestaat uit het volume Vol_k ingenomen door de korrels en het volume Vol_h van de holtes tussen de korrels, zodat:

$$Vol = Vol_k + Vol_h \quad (3.2)$$

De waarde van ρ_s is in het algemeen sterk afhankelijk van de verdichtingsgraad van de korrels in het vat.

De *werkelijke volumieke massa* (of dichtheid) ρ_k [kg/m^3] (E: mass density) van stortsteen is de droge massa stortsteen m per eenheidsvolume Vol_k dat werkelijk door de granulaten ingenomen wordt:

$$\rho_k = \frac{m}{Vol_k} \quad (3.3)$$

Voor stortsteen is steeds $\rho_k > \rho_s$ wegens de aanzienlijke holtes tussen de stenen onderling wanneer deze stenen willekeurig gestapeld worden. Het verschil tussen werkelijke en schijnbare volumieke massa neemt af voor stortsteenklassen met een bredere verdeling (zie verder in par. 3.2.2.1) waar de kleinere stenen de holtes tussen de grotere stenen opvullen.

De werkelijke volumieke massa van rotsgesteente ligt gewoonlijk tussen $\rho_k = 2600$ (b.v. kwartsiet) en 3100 kg/m^3 (b.v. basalt). De volumieke massa van stortsteen is een heel belangrijke eigenschap, omdat er een sterke correlatie bestaat tussen volumieke massa en duurzaamheid (zie verder paragraaf 3.2.3). Bovendien is de volumieke massa een zeer belangrijke parameter voor de hydraulische stabiliteit van de deklaag. Dit blijkt duidelijk uit de ontwerpformules voor de bepaling van het stukgewicht van een deklaagelement, b.v. de formules van Hudson en van der Meer (van der Meer, 1988).

De Rouck (1991) heeft de schijnbare volumieke massa ρ_s van verschillende stortsteenklassen, die gebruikt zijn bij de uitbouw van de haven van Zeebrugge, experimenteel bepaald. Tabel 3.2 bevat deze experimenteel bepaalde dichtheden. De Rouck wijst eveneens op de relatief grote fout die kan gemaakt worden bij de bepaling van het volume van het monster gewogen stenen. Hij stelt voor om in elk geval het monster voldoende groot te nemen, en om de volumebepaling van de stenen tussen verticale wanden uit te voeren,

om de experimentele bepaling van de volumieke massa zo correct mogelijk te bepalen.

Een veelgebruikte verhouding is de *relatieve dichtheid* Δ [-] (E: specific gravity) van stortsteen t.o.v. (zee)water:

$$\Delta = \frac{\rho_k}{\rho_w} - 1 \quad (3.4)$$

met ρ_w de volumieke massa van water ($\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$) of zeewater ($\rho_w = 1026 \text{ kg/m}^3$). Deze parameter is een maat voor de stabiliteit van een steen, die grotendeels door het gewicht van de (ondergedompelde) steen bepaald wordt.

3.2.1.2 Poriënvolume of porositeit n

Het poriënvolume of de porositeit n [-] (E: porosity) wordt gedefinieerd als het volume Vol_h van de holten in een vat met eenheidsvolume Vol :

$$n = \frac{\text{Vol}_h}{\text{Vol}} \quad (3.5)$$

Het poriënvolume is een belangrijke eigenschap want het bepaalt mee de doorlatendheid van de structuur, en heeft aldus een belangrijke invloed op de energiedissipatie in en -transmissie doorheen de golfbreker, op de golfoploop en deklaagstabiliteit (Burcharth et al., 1998, van der Meer, 1988). Een typische waarde voor stortsteen ligt gemiddeld tussen $n = 0.35$ en 0.40 . Kleine variaties in n kunnen een relatief grote invloed hebben op de doorlatendheid (Murphy, 1993).

Verder wordt nog gebruik gemaakt van het *droge volumegewicht* γ_d [N/m^3] (E: specific weight), gedefinieerd als het gewicht droge massa per eenheidsvolume, met belangrijk verband (Van Impe, 1989, Verruijt, 1997):

$$\gamma_d = \rho_s g \quad (3.6.a)$$

of:

$$\gamma_d = (1 - n) \rho_k g \quad (3.6.b)$$

Vergelijking (3.6.b) wordt o.a. gebruikt om de porositeit n te bepalen uitgaande van gekende (opgemeten) waarden voor het volumegewicht γ_d en de dichtheid ρ_k .

3.2.1.3 Watergehalte w_{ab}

Het *watergehalte* (of de waterabsorptie of wateropsorping) w_{ab} [-] (E: water absorption) is de massa geabsorbeerd water m_w per eenheidsmassa droge stortsteen m_k . Het wordt bepaald bij atmosferedruk en geeft de belangrijkste aanwijzing voor duurzaamheid van de stortsteen. Typische waarden variëren tussen $w_{ab} = 0.5\%$ (b.v. kwartsiet) en 5% (b.v. kalksteen), tot zelfs 15% voor zandsteen (CUR, 1995). De toelaatbare waarden voor w_{ab} dienen voornamelijk beperkt te worden voor deklaagmateriaal wegens mogelijke verwerking t.g.v. vries/dooi- of nat/droog-cycli, en voor b.v. kalksteenrots wegens gevaar voor oplossing van de kalksteen.

Naast voorgaande eigenschappen, is de mechanische sterkte of de hardheid van de rots uiteraard een belangrijke eigenschap. Typische waarden voor de druksterkte bedragen tussen 50 en 150 MPa. Er wordt verwezen naar McNally (1998) voor een detailbespreking.

3.2.2 Eigenschappen gerelateerd aan de ontginningswijze

3.2.2.1 Stukgewicht W , grootte en korrelverdeling

Het stukgewicht $W = mg$ [N] (E: block weight) van één steen van b.v. een deklaag is eenvoudig te bepalen voor betonnen deklaagelementen. Wanneer de deklaag of de kern uit stortsteen is opgebouwd, zal het stukgewicht verdeeld zijn over een bepaald bereik.

Klassiek beschouwt men in de grondmechanica het korrelverdelings-diagram (of de zeefkromme), waaruit karakteristieke waarden voor de grootte van de korrels en de verdeling ervan af te leiden zijn. Voor gebroken steenslag (\approx kleine stortsteen) is deze werkwijze overgenomen, en wordt het korrelverdelingsdiagram m.b.v. zeefproeven opgesteld. Fig. 3.1 is een typisch voorbeeld en toont het cumulatieve gewichtspercentage dat kleiner is dan de korreldiameter D .

De korreldiameter D_{50} [m] behorende bij 50% doorval wordt gedefinieerd als de *gemiddelde korreldiameter* (E: median sieve size). Ter indicatie van de gelijkvormigheidsgraad van de korrelverdeling (E: gradation) gebruikt men veelal de verhouding D_{85} / D_{15} . Hoe groter deze verhouding, hoe 'breder' de korrelverdeling, d.w.z. hoe meer stenen met verschillende diameter aanwezig zijn. Tabel 3.1 (CUR, 1995) vat de gebruikelijke classificatie voor de korrelverdelingen met hun functioneel gebruik samen.

Voor stortsteen is het gebruikelijk om de verdeling van de stukgewichten W (of de bijhorende massa m) uit te zetten t.o.v. het cumulatieve percentage "lichter dan". Analooq met D_{50} wordt W_{50} [N] gedefinieerd als het gemiddelde gewicht van de stortsteen behorende bij 50% "lichter dan" (E: median weight). Een heel belangrijke parameter, gebruikt in de stabiliteitsformules voor deklaagelementen, is de *gemiddelde nominale diameter* D_{n50} [m], gedefinieerd als:

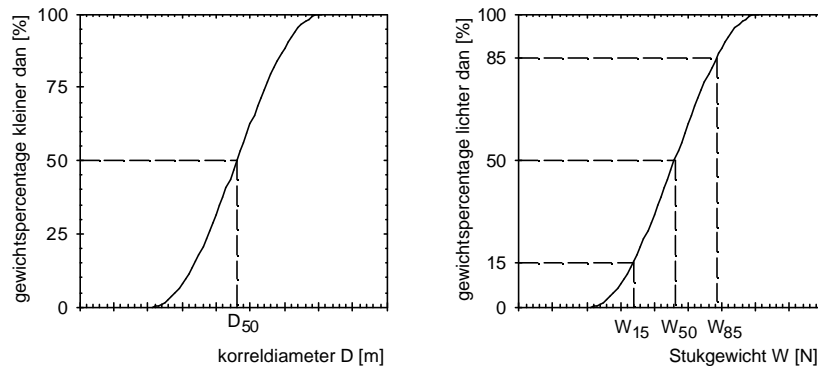


Fig. 3.1. *Typisch korrelverdelingsdiagram voor steenslag (kleine stortsteen) (links), en typisch gewichtsverdelingsdiagram voor zwaardere stortsteen (rechts), met afgeleide karakteristieke waarden.*

Korrelverdeling	D_{85} / D_{15}	Functioneel gebruik
Smal: <i>zeer gelijkvormig</i> (één korrelgrootte)	≤ 1.5	Deklaag, berm, tussenlaag
Middelmatig	1.5 - 2.5	Tussenlaag, filterlaag, (deklaag)
Breed: <i>ongelijkvormig</i> (E: quarry run of rip-rap)	2.5 - 5.0 (of groter)	Kern

Tabel 3.1. *Gebruikelijke classificatie voor de korrelverdeling van stortsteenmateriaal, en functioneel gebruik.*

Bron: CUR, 1995

$$D_{n50} = \left(\frac{W_{50}}{\rho_k g} \right)^{1/3} \quad (3.7)$$

De *nominale diameter* $D_n = (W/\rho_k g)^{1/3}$ wordt beschouwd als de lengte van de ribbe van de equivalente kubus (i.e. de kubus met hetzelfde volume). Daarnaast spreekt men nog van de equivalente *sferische diameter* $D_s = 1.24 D_n$ (gebaseerd op de bol met hetzelfde volume). Beide grootheden D_n en D_s verschaffen een idee van de *grootte* (E: grain size) van een individuele steen, gebaseerd op het gewicht. Een praktische maat voor de karakteristieke blokafmetingen wordt gegeven in de SPM (1984): $D = 1.15 D_n$.

Een typische verhouding die het verband tussen D_{50} en D_{n50} geeft, is $D_{n50} / D_{50} = 0.84$. (Laan, 1981 in CUR, 1991). Maar deze factor is niet constant.

Uit vergelijking (3.7) volgt verder nog dat $D_{85} / D_{15} = (W_{85} / W_{15})^{1/3}$.

Fig. 3.2 toont de grenskrommen en gemiddelde kromme van de voorgeschreven *stortsteenklassen* (ook kalibers of stukgroottes genoemd) voor de

bouw van de havendammen van Zeebrugge. Voor elke stortsteenklasse zijn de belangrijkste eigenschappen verzameld in Tabel 3.2.

Stort- steen- klasse	Schijnbare volumieke massa $\rho_s^{(a)}$ [kg/m ³]	Werkelijke volumieke massa $\rho_k^{(b)}$ [kg/m ³]	Massa van gemiddeld gewicht $m_{W_{50}}^{(c)}$ [kg]	Gemiddelde nominale diameter $D_{n50}^{(d)}$ [m]	Korrel verdeling $\frac{D_{85}^{(e)}}{D_{15}}$ [-]	Porositeit $n^{(f)}$ [-]
2 - 300 kg	1780	2650	25	0.21	2.9	0.33
300 - 1000 kg	1600	2650	550	0.59	1.3	0.40
1 - 3 ton	1600	2650	1800	0.88	1.3	0.40
3 - 6 ton	1600	2650	4200	1.17	1.2	0.40

^{(a), (b)} bron: De Rouck (1991), ^(c) afgelezen waarde bij 50% "lichter dan" op grafiek van Fig. 3.2, ^(d) berekende waarde m.b.v. vergelijking (3.7), ^(e) verhouding van afgelezen waarden bij 15% en 85% "lichter dan" op grafiek van Fig. 3.2, ^(f) berekende waarde m.b.v. vergelijking (3.6).

Tabel 3.2. *Eigenschappen en karakteristieke waarden van de verschillende stortsteenklassen, gebruikt bij de bouw van de golfbrekers van Zeebrugge.*

Uit Fig.3.2 en Tabel 3.2 zijn volgende conclusies te formuleren. De klasse 2-300 is zeer breed (omwille van de kleine stenen tussen de poriën van de grote stenen is de porositeit minder), de overige klassen zijn eerder smal. De waarden vermeld in deze Tabel 3.2 zullen verder in dit werk (b.v. bij de numerieke berekeningen van de prototypemetingen) gebruikt worden.

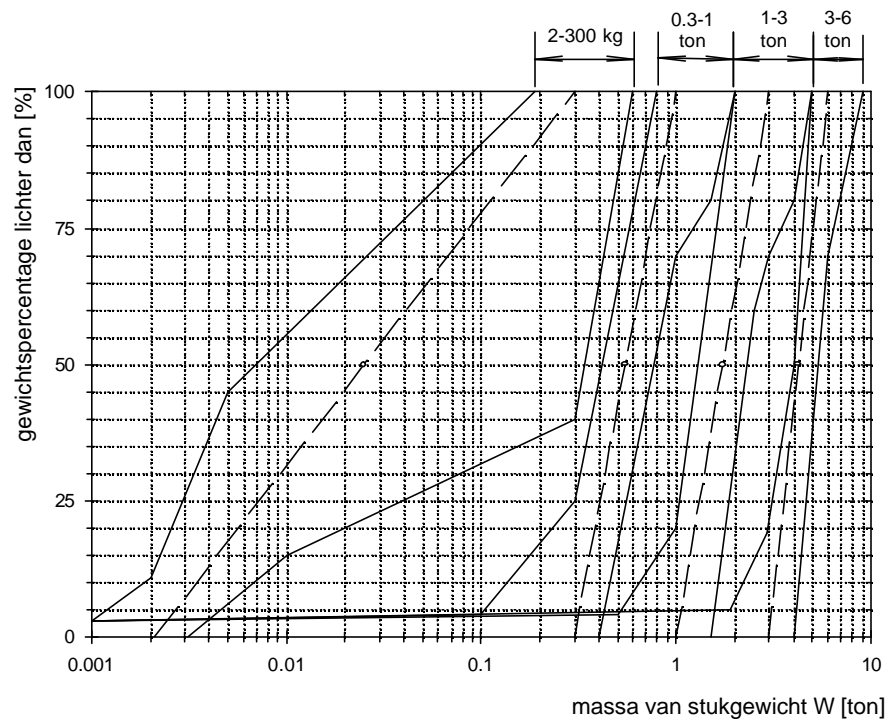


Fig. 3.2. Grenskrommen (volle lijnen) en gemiddelde kromme (streep-lijn) van de stortsteenklassen gebruikt bij de bouw van de golfbrekers te Zeebrugge.
(Bron: De Rouck, 1991)






3.2.2.2 Vorm van de steen

Naast het stukgewicht, speelt de *vorm* van de steen (E: block shape) een belangrijke rol bij de bepaling van de hydraulische stabiliteit. Een algemeen aanvaarde vormclassificatie is niet beschikbaar. CUR (1995) stelde recent een classificatie van de vorm van de steen voor, gebaseerd op volgende afmetingen:

l: maximale axiale lengte van de steen, i.e. de maximale afstand tussen twee punten op de steen.

- d*: minimale afstand tussen twee evenwijdige lijnen waardoor de steen juist kan passeren.
- z*: maaswijdte van de zeef, i.e. de afmeting van de smalste vierkante opening waardoor een steen kan passeren met optimale oriëntatie.

De meest optimale vorm voor hydraulische stabiliteit van een element in de deklaag (met willekeurige plaatsing) is de zgn. 'equante' vorm. De verhouding l/d is een soort *vormindex* (E: aspect ratio) en wordt gebruikt om de graad van afwijking t.o.v. de 'equante' vorm te bepalen. Tabel 3.3 (met cijfergegevens) en Fig. 3.3 (visueel) beschrijven de vijf verschillende vormklassen, zoals voorgesteld door CUR. De meest algemene classificatie is gebaseerd op de hoekigheid van de steen: hoekige stenen (E: angular) of afgeronde stenen (E: rounded).

	Angular Stones with surface bounded by sharp edges and corners			Rounded Most corners and edges show clear signs of wear and crushing	
Shape class	Elongate + tabular 	Irregular 	Equant 	Semiround 	Very round 
Typical sources	Columnar joints, basalts, bedded sedimentary metamorphic rock	Massive sediment and igneous rocks, some metamorphic rocks	Massive sediment and igneous rocks	Softer sedimentary rocks rounded during wear	Dredged sea stones, glacial and river boulders
Mean aspect Ratio l/d	> 3.0	2.0-3.0	1.5-2.0	1.5-3.0	1.0-2.5

Tabel 3.3. *Overzicht van de voorgestelde vormklassen voor stortsteen (Bron: Burcharth en Christensen, 1991).*

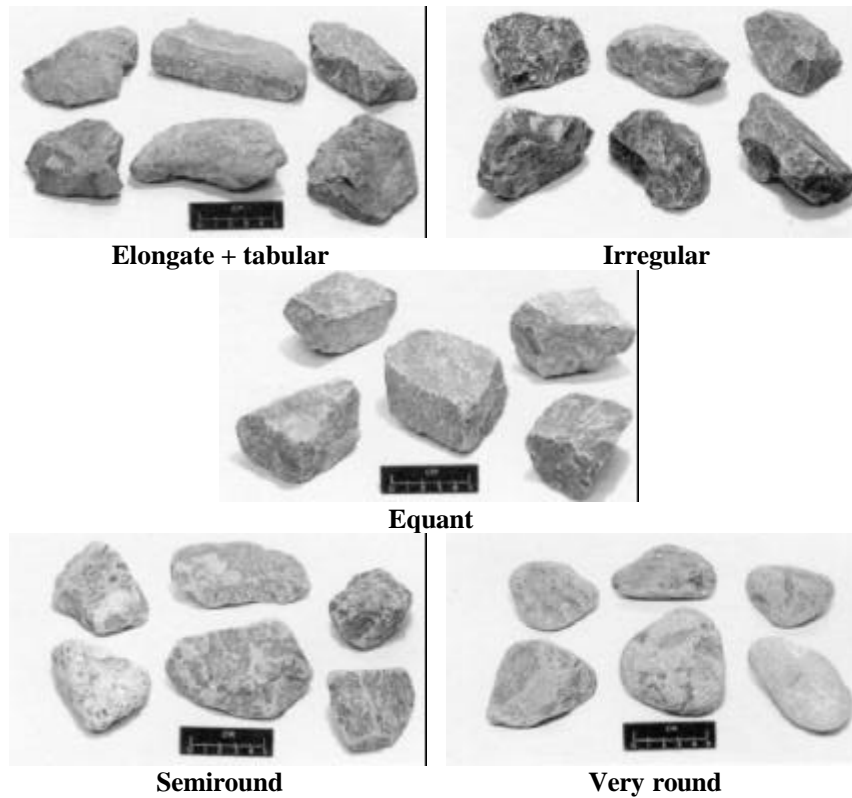


Fig. 3.3. *Visuele vergelijking van de verschillende vormklassen voor stortsteen (foto's van HR Wallingford, bron: CIRIA/CUR, 1991). De maximale lengteaanduiding bedraagt 5 cm.*

3.2.3 Eigenschappen gerelateerd aan het functioneel gebruik

Op deze eigenschappen die ontstaan t.g.v. de opeenstapeling van rotsblokken wordt niet verder ingegaan. Slechts een aantal belangrijke eigenschappen worden vermeld voor:

- de deklaag: interlocking effect (ineenhaking), porositeit en laagdikte, ruwheid van het oppervlak, ...
- de tussenlaag en de kern: schuifweerstandkarakteristieken, doorlatendheid, ...

Schuifweerstandkarakteristieken zijn uitgebreid behandeld in De Rouck (1991).

3.2.4 Duurzaamheid van de stortsteen

Duurzaamheid in termen van het vermogen van de stortsteen om zijn mechanische en fysische eigenschappen te behouden tijdens de levensduur van de structuur, is een uitermate belangrijke eigenschap. Bijvoorbeeld het gewichtsverlies of het verlies van de vorm of de wandruwheid ten gevolge van afgescheurde of weggeërodeerde delen, kunnen de stabiliteit van de deklaag in gevaar brengen. Het goed functioneren van de kern (i.e. het behoud van de doorlatendheid) is vooral afhankelijk van het behoud van de grootte van de stenen. De kleinere afgebroken stenen kunnen zich in de holtes van de kernstenen nestelen en daardoor de doorlatendheid sterk verminderen. Indien dit gebeurt, zal de structuur anders gaan reageren: grotere golfreflectie, hogere golfloop, grotere inwendige set-up, ... (Burcharth et al., 1998).

Verlies van deze duurzaamheid (de degradatie) kan optreden t.g.v. verschillende processen. Eerst en vooral is er de in situ chemische en mechanische verwerking, die optreedt (eeuwen) vóór de ontginning van de rots. Bij het ontginningsproces (b.v. dynamiteren, verwerking in opslagplaatsen, ...) en tijdens de bouwphase kunnen b.v. scheuren of breuken ontstaan die de duurzaamheid van de rots op langere termijn hypoticeren. Tenslotte kunnen tijdens de levensduur van de golfbreker nog verdere fysische verwerking (weercycli, zouten), afslijting (schurende werking van zand of van kleine granulaten, ...) en afronding (t.g.v. beweging in de deklaag) optreden. De belangrijkste indicatoren voor de duurzaamheid van stortsteen zijn de dichtheid ρ_k ($> 2800 \text{ kg/m}^3$: zeer goed, $< 2300 \text{ kg/m}^3$: slecht), de waterabsorptie w_{ab} ($< 0.5\%$: zeer goed, $> 6.0\%$: zeer slecht) en de afstand tussen breuklijnen in de rots. Tabel 3.4 vat limietwaarden samen voor deze indicatoren bij normale toepassing in stortsteengolfbrekers.

	Deklaag	Tussenlaag	Kern
Dichtheid ρ_k [kg/m^3]	≥ 2600	≥ 2600	≥ 2300
Waterabsorptie w_{ab} [%]	< 2	< 2.5	< 3
Afstand tussen breuklijnen [m]	≥ 1	≥ 0.5	≥ 0.2

Tabel 3.4. *Typische grenswaarden van de belangrijkste eigenschappen*

van stortsteen bij toepassing in golfbrekers. (bron: CUR, 1995)

Uit Tabel 3.4 volgt dat de deklaag heel vitaal is voor de functionaliteit: het meest kwalitatieve materiaal wordt aangewend voor de deklaag omwille van de duurzaamheid, het behoud van grootte en stukgewicht. Aan het kernmateriaal worden echter minder strenge eisen gesteld, want het is minder belast door de golven, en eventueel lichtere stenen zorgen voor minder belasting op ondergrond.

3.3 Permanente stroming in poreuze media

3.3.1 Inleiding

De stroming van water doorheen een poreus medium behelst twee substanties, namelijk het *poriënwater* zelf en de *poreuze matrix* van korrels en poriën waartussen het water stroomt. Bijgevolg zal de stroming van het water gekarakteriseerd worden door de specifieke eigenschappen van elk van beide substanties. De stroming wordt mathematisch vertolkt als een evenwicht tussen een *aangrijpende kracht* F , nodig om een volume poriënwater met een bepaalde snelheid doorheen een poreuze matrix te laten stromen, en een *weerstandbiedende kracht* R , opgewekt door de interne wrijving tussen het poriënwater en de poreuze matrix (Hannoura en Barends, 1981):

$$F=R \quad (3.8)$$

De aangrijpende kracht F per eenheidsvolume omvat de *drukgradiënt* $-\nabla p$ over het eenheidsvolume, dat bestaat uit zowel het water én de matrix, en de *gravitatieversnelling* $-\rho_w \vec{G}$. Geschreven in eendimensionale vorm, langs de x -as voor de eenvoud, volgt uit (3.8):

$$F = -\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_w g_x \quad (3.9)$$

Nemen we verder aan dat $g_x = 0$, dan wordt vergelijking (3.9) herschreven als:

$$F = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.10.a)$$

of:

$$F = \rho_w g I \quad (3.10.b)$$

waarbij I [-] gedefinieerd wordt als het *hydraulisch verhang* of de *hydraulische drukgradiënt* in het poreuze medium (E: hydraulic gradient):

$$I = - \frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.11)$$

De weerstandbiedende kracht R per eenheidsvolume, afkomstig van de interne wrijving tussen het water en de poreuze matrix, wordt gerelateerd met de *filtersnelheid* V (E: filter velocity, discharge velocity, bulk velocity), via de constitutieve relatie (voor laminaire stroming):

$$R = \frac{1}{k} \rho_w g V \quad (3.12)$$

met k [m/s] de *doorlatendheidscoëfficiënt* (E: hydraulic conductivity) van het korrelskelet. Deze doorlatendheidscoëfficiënt is een maat voor de permeabiliteit van het korrelskelet. Darcy (1856) was de eerste die de evenwichtsrelatie (3.8) empirisch observeerde en beschreef, voor zand, m.b.v. vergelijkingen (3.10) en (3.12):

$$I = \frac{1}{k} V \quad (3.13)$$

(3.13) wordt genoteerd in een meer bekende vorm:

$$V = k I \quad (3.14)$$

Naar vergelijking (3.14) wordt klassiek verwezen als 'de wet van Darcy'.

Aan het krachtenevenwicht (3.8) is steeds voldaan. De correcte beschrijving van het gedrag van de stroming is vervat in de constitutieve relatie (3.12).

Het gedrag van de stroming in poreus materiaal wijkt af van het (lineaire) verband (3.14) bij grotere stroomsnelheden in het grofkorrelig materiaal, wanneer de stroming turbulent wordt. Vele auteurs suggereren in dit geval, op basis van experimenteel onderzoek, een niet-lineair verband tussen twee meetbare macroscopische grootheden: de drukgradiënt I en de filtersnelheid V . In het vereenvoudigde geval van permanente poreuze stroming, zijn er hoofdzakelijk twee types van mathematische modellen geschikt als uitdrukking

van dit onderlinge verband: het *wrijvingsfactor model* en het *Forchheimer model*. Beide modellen bevatten immers een gedegen theoretische grondslag, en worden hierna (in resp. par. 3.3.2 en 3.3.3) kort besproken.

Conventioneel definieert men in het vakgebied grondmechanica (Van Impe, 1989, Verruijt, 1997) de *filtersnelheid* V als de snelheid van een vloeistof die in een poreus medium stroomt, uitgemiddeld over de totale beschouwde bruto-doorstroomsectie ω_{tot} (i.e. toepassing van een macroscopische benadering). Deze totale doorstroomsectie ω_{tot} is de som van de korrel-oppervlakte ω_k en de poriënoppervlakte ω_p : $\omega_{\text{tot}} = \omega_k + \omega_p$. Gewoonlijk geldt $\omega_p \leq \omega_k$.

De werkelijke snelheid van het water in de kanaaltjes gevormd door aaneensluitende poriën, of de *poriënsnelheid* U (E: pore velocity, seepage velocity) wordt echter gedefinieerd als $U = \frac{V}{n}$. Deze werkelijke snelheid U doorheen de poriën is veel groter dan de filtersnelheid V , omdat de werkelijke doorstroming enkel door de oppervlakte van de poriën ω_p kan geschieden.

Met behulp van de definitie (3.5) voor de porositeit n , geldt benaderend:

$$n = \frac{\omega_p}{\omega_{\text{tot}}} \leq 1 \quad (3.15)$$

en kan de poriënsnelheid U gerelateerd worden aan de filtersnelheid V :

$$U = V \frac{\omega_{\text{tot}}}{\omega_p} \quad (3.16)$$

Het is tenslotte duidelijk dat $U \geq V$, aangezien $\frac{\omega_{\text{tot}}}{\omega_p} \geq 1$. Verder in dit werk

zal voor de simulatie van de poreuze stroming steeds de (macroscopisch gemiddelde) grootheid filtersnelheid V gebruikt worden.

3.3.2 Wrijvingsfactor model

Lange tijd werd stroming doorheen poreuze media analoog beschouwd aan stroming doorheen een netwerk van fijne buisjes (*capillairen*), waarbij voor turbulente stroming een exponentieel verband tussen drukgradiënt I en filtersnelheid V gebruikt werd:

$$I = aV^m, \quad 1 \leq m \leq 2 \quad (3.17)$$

met a , m experimenteel bepaalde constanten, afhankelijk van de eigenschappen van het poreuze medium en het water.

Een theoretische moeilijkheid bij het gebruik van dergelijke capillaire analogie is dat er bij stroming door leidingen een -gekende- korte overgang tussen laminaire en turbulente stroming bestaat, terwijl in poreuze media deze overgang eerder geleidelijk is.

Om hieraan trachten te verhelpen werd een algemene vergelijking, geldig voor alle stromingstypes, voorgesteld, naar analogie met de empirische formule van Darcy-Weisbach voor ladingsverlies in leidingen (Verhoeven, 1989). Deze vergelijking heeft de vorm:

$$I = f \frac{U_k^2}{2gD} \quad (3.18)$$

U_k [m/s] is een karakteristieke snelheid; D [m] is een karakteristieke lengte,

b.v. de hydraulische straal $D = \frac{d}{4}$ in het geval van stroming door leidingen met

diameter d , of b.v. $D = \frac{dn}{6(1-n)}$ in het geval van granulair materiaal met

korreldiameter d , cf. vergelijking (3.24); g [m/s^2] is de gravitatieversnelling en f [-] is een wrijvingsfactor (E: friction factor), in het algemeen afhankelijk van de korrelkarakteristieken (korrelverdeling, vorm, relatieve wandruwheid) en van het getal van Reynolds, $Re = U_k D / \nu$, met ν [m^2/s] de kinematische viscositeit van de vloeistof.

Het (onoverkomelijke) probleem bij aanwending van dit model is het opstellen van een correcte analytische uitdrukking voor het verloop van de wrijvingsfactor f in functie van Re . Een ingewikkelde uitdrukking is te verwachten,

aangezien niet alleen het volledige bereik van laminaire stroming tot turbulente stroming erin vervat dient te zijn, doch ook de relevante karakteristieken van het granulaire materiaal (Hannoura en Barends, 1981).

Hoewel het gedrag van poreuze stroming minder eenvoudig te beschrijven is dan het gedrag van stroming in leidingen, toch zijn er enkele duidelijke overeenkomsten met betrekking tot de fysische karakterisatie van de stromingstypes. Bijgevolg is het nuttig om even dieper in te gaan op het welbekende verloop van f in functie van Re voor stroming in leidingen, zoals weergegeven in Fig. 3.4 (geschematiseerde weergave van het Moody diagram). Het kritische Reynolds getal Re_c dat de overgang van laminaire naar turbulente stroming aanduidt, bedraagt ongeveer 580, waarbij als karakteristieke lengte D de hydraulische straal $D = d/4$ aangenomen is, met d de diameter van de leiding. Voor kleinere Re -waarden is de stroming laminair en heeft de relatieve wandruwheid k_s/d [-], met k_s [m] de equivalente zandkorrelruwheid, geen invloed op de wrijvingsfactor f . Zolang de oneffenheden binnen de laminaire grenslaag gelegen zijn die aan de rand van elke turbulente stroming gevormd wordt, hebben de oneffenheden geen invloed op de stroming en speelt enkel het viscositeitseffect, zodat dus $f = f(Re)$. De grootte van het overgangsgebied hangt bijgevolg af van de relatieve wandruwheid van de leiding k_s/d . Hoe groter k_s/d (i.e. hoe 'ruwer' de wand van de leiding), hoe sneller de oneffenheden uit de laminaire grenslaag steken en hoe kleiner het overgangsgebied wordt. Voor volledig turbulente stroming wordt f slechts bepaald door de relatieve wandruwheid k_s/d en niet langer door de viscositeit (of Re), Fig. 3.4.

In een leiding is de stroming rechtlijnig en met een constante snelheid, zodat deze stroming relatief eenvoudig te beschrijven is. Het gebruik van een leidingdiameter (d) en een wandruwheid (k_s) volstaan bij deze beschrijving. De poreuze stroming doorheen grofkorrelig materiaal daarentegen versnelt en vertraagt en vervolgt een bochtige weg, en is als dusdanig veel moeilijker te vatten in een klein aantal parameters.

Verschillende onderzoekers hebben het wrijvingsfactormodel gebruikt in hun studie over de beschrijving van poreuze stroming, evenwel slechts met zeer beperkt succes. Er wordt verwezen naar Murphy (1993) voor een compleet overzicht. Tabel 3.5 verzamelt de belangrijkste onderzoekers met de door hun voorgestelde wrijvingsfactor f .

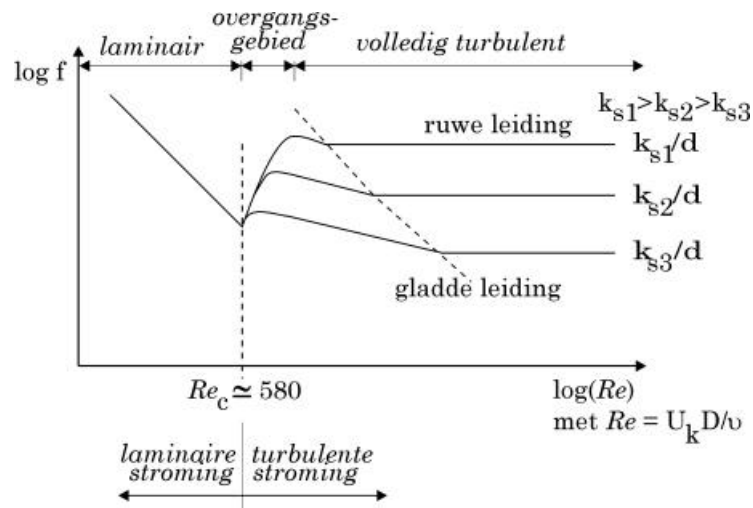


Fig. 3.4. *Moody diagram met verloop van de wrijvingsfactor f in functie van het getal van Reynolds Re voor stroming door leidingen.*

Er is nood aan een beter mathematisch model dat in staat is om enerzijds beter het laminaire en turbulente karakter te onderscheiden en anderzijds de wrijvingsfactoren per stromingstype te geven. Het Forchheimer model voldoet aan deze vereisten.

$$\text{Wrijvingsfactor model: } I = f \frac{U_k^2}{2gD}$$

Onderzoeker	Wrijvingsfactor f [-]	Opmerkingen
Burke (1928)	$\frac{C(1-n)}{Dn^3}$	C= constante
Lindquist (1933)	$2500 + 4Re$	
Bakhmeteff (1937)	$\frac{C}{Re^{0.2} n^{1.67}}$	C= constante
Goldstein (1938)	$\frac{v(1 + CRe)}{U_k \sqrt{k}}$	
De Lara (1955)	$\frac{C_D}{n^5}$	C_D is een sleep-coëfficiënt, gebaseerd op één sfeer in stroming geplaatst
Dudgeon (1964)	$\frac{Re^m}{n^5}$	
Rumer (1966)	$\frac{\alpha D}{2n^2} \sqrt{\frac{1-n}{\lambda \beta k}} C_D$	α, β zijn empirische coëfficiënten, λ is een coëfficiënt die betrekking heeft op het poriënsysteem
Barends (1978)	$\frac{C_D \alpha (1-n)}{\beta n^5}$	

Tabel 3.5. *Overzicht van de verschillende uitdrukkingen voor de wrijvingsfactor f in het wrijvingsfactor model (3.18) voor poreuze stroming, zoals voorgesteld door verschillende onderzoekers.*

3.3.3 Het Forchheimer model

3.3.3.1 Algemeen

Het Forchheimer model heeft als mathematische uitdrukking voor de drukgradiënt I [-] een reeks met twee termen:

$$I = aV + bV^2 \quad (3.19)$$

waarbij V [m/s] de filtersnelheid is en de *wrijvingsfactoren* a [s/m] en b [s²/m²] constant verondersteld worden voor een gegeven viscositeit van de vloeistof en voor een gegeven granulair korrelskelet. Deze vergelijking werd het eerst voorgesteld door Forchheimer in 1901. Uitdrukkingen voor de coëfficiënten a en b werden veelal empirisch opgesteld aan de hand van experimentele studies. Tabel 3.6 geeft een overzicht van de in de literatuur voorgestelde uitdrukkingen voor de wrijvingsfactoren a en b van het Forchheimer model. Het feit echter dat deze vergelijking (3.19) kan afgeleid worden van de Navier-Stokes vergelijkingen (Burchard en Andersen, 1995) is een belangrijke theoretische beschouwing, en verleent een meer diepgaande fysische interpretatie van het Forchheimer model (zie par. 3.3.3.3).

De algemene fysische interpretatie van vergelijking (3.19) is dat de lineaire term aV de bijdrage van de laminaire stroming in de drukgradiënt uitdrukt, waardoor a afhankelijk is van de viscositeit (of van Re), en van het granulaire materiaal. De niet-lineaire term bV^2 staat voor de volledig turbulente stromingsbijdrage, en is bijgevolg niet afhankelijk van de viscositeit, maar enkel van het granulaire materiaal.

Alhoewel de niet-lineaire turbulente stromingsterm bV^2 hetzelfde karakter heeft als vergelijking (3.18) voor het wrijvingsfactor model, toch verschilt de coëfficiënt b van de coëfficiënt f door het feit dat b enkel afhankelijk is van de granulaire matrix terwijl f daarenboven nog afhankelijk is van Re , dus van de viscositeit, omdat in vergelijking (3.18) zowel de laminaire als de turbulente stroming in één term gebundeld zijn.

Sporadisch wordt de uitdrukking:

$$I = aV + bV^2 + b_1V^3 \quad (3.20)$$

vermeld (Forchheimer, 1930; Tison, 1950; Hannoura en Barends, 1981). Dit model dient op basis van zuiver fysische gronden te worden verworpen (Hannoura en Barends, 1981).

$$\text{Forchheimer model: } I = aV + bV^2$$

DARCY STROMING:

Onderzoeker	Wrijvingsfactor a [s/m]	Wrijvingsfactor b [s ² /m ²]
Darcy (1856)	$\frac{1}{k}$	-
Dupuit (1863)	$\frac{1}{k_1 n}$	-
Kozeny-Carman (1937)	$36\kappa \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (\kappa=5)$	-

FORCHHEIMER STROMING:

Onderzoeker	Wrijvingsfactor a [s/m]	Wrijvingsfactor b [s ² /m ²]
Ergun (1952)	$150 \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2}$	$1.75 \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd}$
Engelund (1953)	$\alpha_E \frac{(1-n)^3}{n^2} \frac{v}{gd^2}$	$\beta_E \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd}$
Ward (1964)	$\frac{v}{gK_s}$	$\frac{0.55}{g\sqrt{K_s}}$

K_s [m²] is specifieke permeabiliteit

Ahmed en Sunada (1969)	$\frac{v}{gK_s}$	$\frac{1}{g\sqrt{CK_s}}$
Koenders (1985)	$\alpha_K \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gD_{15}^2}$ $\alpha_K = 290, \beta_K = 1.4$	$\beta_K \frac{1}{n^5} \frac{1}{gD_{15}}$
Den Adel (1987)	$\alpha_D \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gD_{15}^2}$	$\beta_D \frac{1}{n^2} \frac{1}{gD_{15}}$
Shih (1990)	$\alpha_S \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gD_{15}^2}$	$\beta_S \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gD_{15}}$
Murphy (1993)	$\alpha_M \frac{(1-n)^3}{n^2} \frac{v}{g}$	$\beta_M \frac{(1-n)}{n^3} \frac{1}{g}$
Burcharth en Andersen (1995)	$\alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2}$	$\beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd}$

Tabel 3.6. *Overzicht van de verschillende semi-empirische uitdrukkingen voor de wrijvingsfactoren a en b in het Forchheimer model (3.19) voor resp. Darcy stroming en Forchheimer stroming, zoals voorgesteld door verschillende onderzoekers.*

3.3.3.2 Stromingstypes bij poreuze stroming

Het Forchheimer model (3.19) wordt gerelateerd aan de verschillende stromingstypes voor poreuze stroming aan de hand van de voorstelling van Fig. 3.5, geldig voor één specifiek poreus korrelskelet en één viscositeit. Deze figuur is opgesteld naar analogie met het Moody diagram voor stroming door leidingen (Fig. 3.4). Gewoonlijk wordt de verhouding I/V uitgezet in functie

van V (of Id/Vv in functie van Re) zodat het lineaire verband (3.19) geldt. Deze voorstellingswijze in lineaire vorm is zeer handig bij de experimentele bepaling van de wrijvingsfactoren in poreuze stroming.

Bij toenemende stromingssnelheid in een poreus medium, verandert de stromingsweerstand overeenkomstig, zodat verschillende stromingstypes kunnen geïdentificeerd worden. De Reynolds getallen gerelateerd aan de poriëngrootte, $Re_p = UD_p/\nu$, met U de poriënsnelheid en D_p de diameter van de poriën tussen de korrels, die corresponderen met de grenzen van deze verschillende stromingstypes, en de karakteristieken van de stromingstypes zelf, zijn geïdentificeerd door Dybbbs en Edwards (1984), aan de hand van uitgebreide modelproeven met stroming in poreuze media (het geïdealiseerde poreuze medium bestond uit plexiglasen sferen in hexagonale pakking) (Bron: Andersen, 1994):

*“(I) The **Darcy or creeping flow regime** where the flow is dominated by viscous forces and the exact nature of the velocity distribution is determined by local geometry. This type of flow occurs at $Re_p < 1$. At $Re_p \approx 1$, boundary layers begin to develop near the solid boundaries of the pores.*

*(II) The **inertial flow regime**. This initiates at Re_p between 1 and 10 where the boundary layers become more pronounced and an “inertial core” appears. The developing of these ‘core’ flows outside the boundary layers is the reason for the nonlinear relationship between pressure drop and flow rate. As the Reynolds number increases the “core” flows enlarge in size and their influence becomes more and more significant on the overall flow picture. This steady non-linear laminar flow regime persists to a $Re_p \gg 150$.*

*(III) An **unsteady laminar flow regime** in the **Reynolds number range of 150 to 300**. At a $Re_p \gg 150$, the first evidence of unsteady flow is observed in the form of laminar wake oscillations in the pores. These oscillations take the form of travelling waves characterised by distinct periods, amplitudes and growth rates. In this flow regime, these oscillations exhibit preferred frequencies that seem to correspond to specific growth rates. Vortices form at $Re_p \gg 250$ and persist to $Re_p \gg 300$.*

(IV) *A highly unsteady and chaotic flow regime for $Re_p > 300$, qualitatively resembling turbulent flow.*

Overeenkomstig deze in de literatuur algemeen aanvaarde classificatie van stromingstypes in poreuze media, worden in dit werk de drie voornaamste stromingstypes als volgt aangeduid, met hun respectievelijke relatie tussen de drukgradiënt I en de filtersnelheid V :

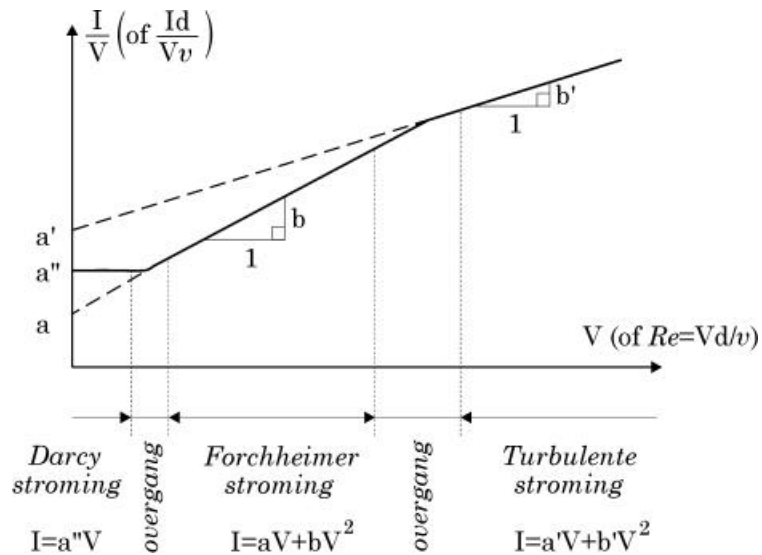


Fig. 3.5. *Voorstelling en classificatie van de stromingstypes voor poreuze stroming in grofkorrelig medium gebaseerd op het Forchheimer model, vergelijking (3.19). De waarden van a , a' en a'' zijn afhankelijk van de korrelstructuur en de viscositeit. De waarden van b en b' zijn enkel afhankelijk van de korrelstructuur.*

(Bron: Burcharth en Andersen, 1995)

Type	Benaming	Re_p grenzen	Verband
(I)	Darcy stroming	$Re_p < 1-10$	$I = a''V$ (3.21)
(II)	laminaire Forchheimer stroming	$1-10 < Re_p < 150$	$I = aV + bV^2$ (3.22)
(IV)	Volledig turbulente stroming	$300 < Re_p$	$I = a'V + b'V^2$ (3.23)

Tabel 3.7. *Classificatie van stromingstypes in grofkorrelig poreus medium met overeenkomstig Forchheimer model en grenswaarden van het getal van Reynolds Re_p .*

Het stromingstype (III), met $105 < Re_p < 300$, is een overgangstype tussen (II) en (IV) en wordt verder niet afzonderlijk beschouwd. De Re -grenzen tussen de onderscheiden stromingstypes blijken niet scherp afgelijnd te zijn. Er bestaan immers significante overgangsgebieden: de overgang van één stromingstype naar een ander is een geleidelijk proces. Vooral de overgang tussen Forchheimer stroming en turbulente stroming is relatief breed.

Het getal van Reynolds Re_p werd door Dybbs en Edwards (1984) gedefinieerd m.b.v. de poriënsnelheid U en de diameter D_p van de poriën tussen de korrels. In de veronderstelling dat de korreldiameter d ongeveer 4 à 5 keer de poriëndiameter D_p bedraagt (Bakker et al., 1989), en dat de filtersnelheid V gelijk is aan ongeveer 0.3 à 0.4 keer de poriënsnelheid U (via vergelijking 3.16), geldt het onderlinge verband $Re \approx 1.5Re_p$, met $Re = Vd/\nu$ het Reynoldsgetal gedefinieerd m.b.v. filtersnelheid V en korreldiameter d . Vanaf hier zal $Re = Vd/\nu$ als definitie gebruikt worden in dit proefschrift.

Murphy (1993) heeft de verschillende definities van het getal van Reynolds nader onderzocht. Vooral de keuze van een karakteristieke afmeting D is verschillend in de literatuur. Murphy (1993) somt vier mogelijke keuzes voor D op: de korreldiameter d , de poriëndiameter D_p , de specifieke permeabiliteit

$\sqrt{K_s}$ of de hydraulische straal D . De klassieke definitie van hydraulische straal D als verhouding van natte oppervlakte en natte omtrek wordt bij stroming in grofkorrelig materiaal aangepast tot de verhouding van het totale poriënvolume en totale korreloppervlakte per eenheidsvolume:

$$D = \frac{\text{poriënvolume}}{\text{korreloppervlakte}} = \frac{\text{poriënvolume}}{N_k O_k} = \frac{n}{\frac{1-n}{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{d}{2}\right)^3} 4\pi\left(\frac{d}{2}\right)^2} = \frac{dn}{6(1-n)} \quad (3.24)$$

met N_k [-] het aantal sferische korrels; O_k [m²] de oppervlakte van één sferische korrel; n [-] de porositeit; d [m] de sferische korreldiameter. Murphy (1993) besluit enerzijds dat een duidelijke afspraak over de keuze van de karakteristieke afmeting D dient vastgelegd te worden, en anderzijds dat ondanks de keuze van D , het getal van Reynolds Re onvoldoende nauwkeurig de grenzen van de stromingstypes vastlegt met als gevolg het bestaan van grote overgangszones.

In de volgende paragraaf zullen elk van deze stromingstypes uitvoerig behandeld worden. Naast de hierboven beschreven fysische interpretatie, wordt de beschrijving van de stromingsweerstand verder mathematisch geformuleerd, gebaseerd op theoretische en experimentele basis. Dit leidt tot een eenduidige beschrijving van de drukgradiënt in poreuze media. In het geval van kustwaterbouwkundige constructies, zoals stortsteengolfbrekers, is vooral het type (IV) het relevante stromingstype (Hannoura en Barends, 1981; Burcharth en Andersen, 1995).

3.3.3.3 Mathematische formulering van het Forchheimer model gebaseerd op de Navier-Stokes vergelijkingen

Burcharth en Andersen (1995) tonen aan dat, voor permanente stroming in een poreus medium, de Navier-Stokes vergelijkingen kunnen herleid worden tot het Forchheimer model. Wegens de belangrijke fysische interpretatie en mathematische vertolking die hiermee gepaard gaat, wordt deze afleiding kort hernomen.

Het gedrag van een vloeistofelement in een laminaire stroming wordt theoretisch beschreven door de Navier-Stokes vergelijkingen (2.12) (zie par. 2.3):

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{G} \quad (2.12)$$

samen met de gepaste beginvoorwaarden en randvoorwaarden aan het oppervlak van de korrels en aan de randen van de beschouwde ruimte. $\vec{V}(u, v, w)$ [m/s] is de snelheidsvector, p [N/m²] is de druk, ρ_w [kg/m³] is de dichtheid van de vloeistof, ν [m²/s] is de viscositeit en $\vec{G}(g_x, g_y, g_z)$ [m/s²] is de zwaartekrachtversnelling.

Volgende veronderstellingen in acht nemend:

- (i) Beschouw slechts één dimensionale stroming, in x-richting.
- (ii) Definieer de hydraulische drukgradiënt als vergelijking (3.11):

$$I = -\frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial p}{\partial x}$$
- (iii) Beschouw enkel stroming onder druk, zodat de zwaartekracht-component bij de drukterm kan ondergebracht worden.
- (vi) Beschouw permanente stroming, zodat de tijdsafhankelijke lokale versnellingsterm verdwijnt: $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$.

kan vergelijking (2.12) herleid worden tot:

$$\frac{u}{g} \frac{\partial u}{\partial x} = I + \frac{\nu}{g} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \quad (3.26)$$

Uit (3.26) de hydraulische drukgradiënt geschreven worden als:

$$I = -\frac{v}{g} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) + \frac{u}{g} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.27)$$

Stellen we U_k en D voor als karakteristieke snelheid en lengte, respectievelijk, dan kan vergelijking (3.27) herschreven worden als:

$$I = \alpha \frac{v U_k}{g D^2} + \beta \frac{1}{g} \frac{U_k^2}{D} \quad (3.28)$$

of nog, in meest compacte vorm:

$$I = A U_k + B U_k^2 \quad (3.29)$$

De vorm van (3.29) is vergelijkbaar met de vorm (3.19) van het Forchheimer model. Deze afleiding van de ééndimensionale Navier-Stokes vergelijking onthult duidelijk de fysische betekenis van beide termen in de Forchheimer vergelijking (3.29). De eerste term $A U_k$ is evenredig met $v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)$ en bevat de weerstand ten gevolge van viskeuze schuifspanningen. De tweede term $B U_k^2$ is evenredig met $u \frac{\partial u}{\partial x}$ en bevat de weerstand ten gevolge van convectieve inertiekrachten en turbulente schuifspanningen.

(a) Laminaire Forchheimer stroming

Als bovendien in vergelijking (3.28) de karakteristieke snelheid U_k vervangen wordt door V/n , met V de filtersnelheid en n de porositeit, en de karakteristieke lengte D vervangen wordt door een hydraulische straal, gedefinieerd voor een poreus medium als de verhouding van poriënvolume tot poriënoppervlakte, i.e. $D = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{d}{6}$ (3.24) voor sferische korrels met diameter d , krijgen we:

$$I = \alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} V + \beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} V^2 \quad (3.30)$$

of geschreven in de algemene vorm (3.19) van het Forchheimer model:

$$I = aV + bV^2 \quad (3.31)$$

met wrijvingsfactoren:

$$a = \alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (3.32)$$

$$b = \beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.33)$$

De coëfficiënten a [s/m] en b [s²/m²] worden vaak constant gesteld voor een gegeven viscositeit van de vloeistof, voor een gegeven geometrie van het korrelskelet en voor een bepaald type korrels. Principieel is dit echter niet volledig correct, aangezien de coëfficiënten bovendien afhankelijk zijn van de stromingskinematica, van de kromming van de poriënkanaalen en van de vorm en oppervlakteruwheid van de korrel, zodat op elk ogenblik andere waarden voor deze coëfficiënten dienen gebruikt te worden (Burcharth en Andersen, 1995).

De coëfficiënten α [-] en β [-] in vergelijkingen (3.32) en (3.33) resp. worden *vormfactoren* genoemd. α is afhankelijk van het stromingstype gekarakteriseerd door Re , de korrelverdeling en de korrelvorm. β is afhankelijk van dezelfde parameters plus de relatieve oppervlakteruwheid van de korrels.

(b) Darcy stroming

In het geval van de zogenaamde “creeping flow” wanneer de stromingssnelheden zeer klein zijn, is de convectieve versnelling $u \frac{\partial u}{\partial x}$ verwaarloosbaar, en vereenvoudigt vergelijking (3.28) tot:

$$I = \alpha'' \frac{v}{gD^2} U_k \quad (3.34)$$

of, opnieuw met $U_k = V/n$ en $D = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{d}{6}$ in (3.34):

$$I = \alpha'' \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} V \quad (3.35)$$

of

$$I = a'' V \quad (3.36)$$

met

$$a'' = \alpha'' \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (3.37)$$

Dit is de welbekende Darcy-vergelijking met wrijvingsfactor $a'' = \frac{1}{k}$, cf. vergelijking (3.14). De wet van Darcy is geldig in situaties waar graviteit en viskeuze krachten domineren. Zoals eerder vermeld in par. 3.1, is dit stromingstype niet relevant voor het geval van stortsteengolfbrekers. Er wordt gerefereerd naar Murphy (1993) en Van Impe (1998) voor een overzicht van empirische en theoretische coëfficiënten gebruikt in de wet van Darcy.

(c) Volledig turbulente stroming

Wanneer de stromingssnelheden toenemen, maar de stroming nog steeds permanent en laminair blijft, veroorzaken perturbaties van de stromingspaden (E: flow paths) een bijkomende drukgradiënt die beschreven wordt door de niet-lineaire convectieve versnellingsterm. Onder deze voorwaarden wordt de stroming beschreven door de vergelijking (3.19).

Bij nog grotere snelheden, wanneer de stroming turbulent wordt, wordt de Navier-Stokes vergelijking in de vorm van vergelijking (2.12) niet langer gebruikt wegens de te grote complexiteit. Een klassiek hulpmiddel is het invoeren van gemiddelde snelheden en snelheidsfluctuaties in de Navier-Stokes vergelijking, resulterend in een extra term, de zogenaamde Reynolds-

spanningen, afkomstig van de convectieve versnellingsterm zie par. 2.4.1, RANS). In de veronderstelling dat de snelheidsvariatiën evenredig variëren met de gemiddelde waarden, kan de Reynolds spanningsterm in dezelfde vorm geschreven worden als de convectieve versnellingsterm en bijgevolg kunnen ze samen gebracht worden in een enkele term, cf. de vergelijking $I = bV^2$.

In het algemeen zal voor volledig turbulente stroming de inertie-term veel groter zijn dan de viskeuze term, zodat de Forchheimer vergelijking (3.28) de vorm krijgt:

$$I = \beta' \frac{1}{g} \frac{U^2}{D} \quad (3.38)$$

of, weerom met $U_k = V/n$ en $D = \frac{n}{1-n} \cdot \frac{d}{6}$ in (3.38):

$$I = \beta' \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} V^2 \quad (3.39)$$

of

$$I = b' V^2 \quad (3.40)$$

met

$$b' = \beta' \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.41)$$

Indien toch de vorm $I = a'V + b'V^2$ van vergelijking (3.23) in plaats van vergelijking (3.40) gebruikt wordt voor volledig turbulente stroming, is het belangrijk op te merken dat de lineaire term $a'V$ geen fysische betekenis van “viskeuze kracht” meedraagt, doch enkel een term is afkomstig van het ‘fitten’ van de experimentele data.

Samenvattend, en verwijzend naar Fig. 3.5 kan gesteld worden dat de uitdrukkingen (3.36) en (3.40), geldig voor respectievelijk Darcy stroming en volledig turbulente stroming, twee asymptotische uitbreidingen zijn van het Forchheimer model (3.19) of (3.31), voor zeer kleine en zeer grote Re getallen, respectievelijk. Er wordt daarbij opgemerkt dat de coëfficiënten a' , $a - b$, $a' - b'$ slechts bruikbaar zijn binnen het bereik van hun eigen

stromingstype, wegens de eigen fysische achtergronden. Concreet betekent dit b.v. dat een extrapolatie van vormfactoren, experimenteel bepaald voor het laminaire Forchheimer stromingstype, naar het turbulente stromingstype fysisch niet zinvol is.

Een dimensieanalyse, zoals beschreven door Andersen (1994), leidt tot analoge uitdrukkingen en conclusies voor de wrijvingsfactoren, zoals gerapporteerd in de voorgaande afleiding van Burcharth en Andersen (1995).

Volgens Burcharth en Christensen (1991) is de poreuze stroming in de kern van een prototype stortsteengolfbreker belast met de ontwerpgolven steeds volledig turbulent. Zij stellen een theoretisch meer correcte vorm van het Forchheimer verband voor volledig turbulente stroming (3.23) voor, zonder lineaire term cf. de op theoretische gronden afgeleide vorm (3.40), Fig. 3.6:

$$I = I_c + b'(V - V_c)^2 \quad (3.42)$$

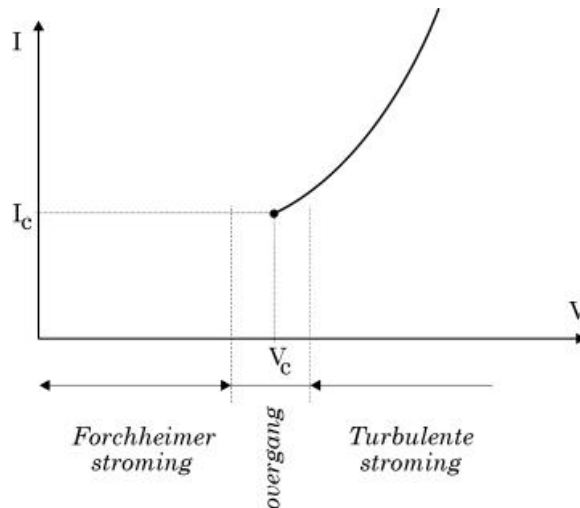


Fig. 3.6. *Voorstelling van het turbulente stromingstype volgens Burcharth en Christensen (1991).*

Dit verband is geldig vanaf de kritische waarden I_c en V_c van resp. druk-gradiënt I en snelheid V , gesitueerd in het overgangsgebied tussen Forchheimer

en turbulente stroming (Fig. 3.6). Re_c is het kritische Reynolds getal dat een ondergrens voor het turbulente stromingstype aanduidt:

$$Re_c = \frac{V_c d}{\nu} \quad (3.43)$$

met V_c de bijhorende filtersnelheid, d de korreldiameter en ν de viscositeit. Volgens Tabel 3.7 is $Re_c \approx 300$ à 450 . De kritische drukgradiënt I_c wordt verder berekend m.b.v. de Forchheimer vergelijking voor laminaire stroming (3.30) en $V_c = Re_c \nu / d$ (uit 3.43) als:

$$I_c = Re_c \alpha_F \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v^2}{gd^3} + Re_c^2 \beta_F \frac{1-n}{n^3} \frac{v^2}{gd^3} \quad (3.44)$$

of nog:

$$I_c = \frac{v^2}{gd^3} \frac{1-n}{n^3} \left(Re_c \alpha_F (1-n) + Re_c^2 \beta_F \right) \quad (3.44)$$

met α_F en β_F de vormfactoren behorende bij het laminaire Forchheimer stromingstype en de gerelateerde keuze van een kenmerkende korreldiameter d . Burcharth en Christensen (1991) rekenen uit dat voor golfbrekers opgebouwd uit stortsteen met diameter d groter dan 0.03 m, I_c en V_c beiden verwaarloosbaar klein zijn ($< O(10^{-2})$), zodat vergelijking (3.42) tot de gekende vorm $I = b' V^2$ (3.40) reduceert.

3.3.3.4 Alternatief experimenteel Forchheimer model van Murphy

In tegenstelling tot de drie verschillende uitdrukkingen van het Forchheimer model telkens geldig voor slechts één stromingstype, zoals hiervoor besproken en samengevat in Tabel 3.7, ontwikkelde Murphy (1993) slechts één (volledig geparameteriseerde) stromingsweerstandvergelijking, die toepasbaar is voor alle stromingstypes in grofkorrelig materiaal. De voorgestelde vergelijking is eveneens gebaseerd op de algemene vorm (3.19) van de Forchheimer vergelijking:

$$I = a_M V + b_M V^2 \quad (3.45)$$

met a_M en b_M de wrijvingsfactoren zoals afgeleid door Murphy (1993). Deze aanpak staat in contrast met die van andere onderzoekers, die stellen dat de Forchheimer vergelijking in de vorm $I = aV + bV^2$ slechts voor een beperkt bereik van Re geldig is, namelijk in het Forchheimer gebied, en daarbuiten de vorm $I = a''V$ voor het laminaire (Darcy) gebied of de vorm $I = b'V^2$ voor het turbulente gebied aanneemt (cf. Fig. 3.5).

De verkregen relatie (3.45) definieert nauwkeurig de hydraulische drukgradiënt I voor elke korrelgrootte in het geteste Re -gebied aan de hand van de parameters porositeit n , korrelgrootte D en -vorm s , en oppervlakteruwheid k_s . Voor korrelmateriaal met diameter D kleiner dan 10 mm is de relatie niet bruikbaar; voor korreldiameters groter dan 33 mm is geen duidelijke informatie beschikbaar. De korrelvorm s is gedefinieerd als $s = x/\sqrt{yz}$ met x , y en z resp. de langste, tweede langste en kortste onderling loodrechte afmetingen van de korrel.

De wrijvingsfactor a_M is afhankelijk van de korrelgrootte D , de porositeit n , de oppervlakteruwheid k_s en de viscositeit ν . De wrijvingsfactor b_M is afhankelijk van de korrelgrootte D en de porositeit n , niet meer van de korrelkarakteristieken s en k_s , of de korrelverdeling. Dit strookt niet met de bevindingen van Burcharth en Andersen (1995) cf. vergelijking (3.30). Deze bevinding kan verklaart worden met het feit dat de wrijvingsfactoren a_M en b_M niet mogen bekeken worden als de zuivere bijdragen van resp. laminaire en turbulente stroming. De vorm van Murphy's wrijvingsfactoren a_M en b_M in vergelijking (3.45) is echter gedicteerd door de analyse van zijn experimenteel bepaalde data, en verschilt danig van andere wrijvingsfactoren a en b , waarvan de vorm vooraf afgeleid werd met behulp van fysische redeneringen en de NS vergelijkingen (zie par. 3.3.3.3). Murphy argumenteert zijn aanpak met het feit dat een beter kwantitatief inzicht in het relatieve belang van elke parameter verkregen wordt.

Het pleit in het voordeel van deze studie dat Murphy's testen een aantal belangrijke beperkingen van andere experimentele studies ophief, zoals de (te) smalle monsters waardoor het water teveel langsheen de wanden stroomt zodat belangrijke randeffecten ontstaan, geen voldoende porositeit-variaties, te lage stromingssnelheden doorheen het monster. Murphy onderstreept

eveneens het belang van de juiste bepaling van de porositeit wegens de grote gevoeligheid van de porositeit op het resultaat.

Tenslotte wordt het ‘recept’ van Murphy (1993) gegeven:

$$a_M = \alpha_M \frac{(1-n)^3}{n^2} \frac{v}{g} \quad (3.45.b)$$

met

$$\alpha_M = \frac{a_1 + \frac{a_2}{D^2} + \frac{a_3}{D^4}}{s\left(\frac{k_s}{D}\right)^{-0.11}} \quad (3.45.c)$$

en

$$b_M = \beta_M \frac{(1-n)}{n^3} \frac{1}{g} \quad (3.45.d)$$

met

$$\beta_M = \frac{b_1}{D} + \frac{b_2}{D^2} \quad (3.45.e)$$

Voor $D < 0.015$ m geldt:

$$\beta_M = b_3 + \frac{b_4}{D} \quad (3.45.f)$$

Met experimenteel bepaalde coëfficiënten:

$$a_1 = 0.975 \times 10^7 \text{ m}^{-2}$$

$$a_2 = 8 \text{ 210.0}$$

$$a_3 = -0.409 \text{ m}^2$$

$$b_1 = 3.74$$

$$b_2 = -0.029 \text{ m}$$

$$b_3 = 75.92 \text{ m}^{-1}$$

$$b_4 = 0.686$$

Murphy (1993) gebruikte 2 steensoorten: riviergrind en gebroken kalksteen, in 7 steengroottes variërend tussen 0.012 m en 0.085 m, met porositeit $0.31 < n < 0.55$. Het monster met stenen werd opgesteld in een standpijp met twee verschillende diameters (190 en 500 mm), en de maximale watersnelheid bedroeg 0.80 m/s. De druk werd over het monster gemeten op twee plaatsen met tussenafstand 345 mm. Het debiet doorheen het monster werd afgelezen m.b.v. een overlaat. Typische waarden voor de korrelvorm s zijn: 0.4 (riviergrind) à 0.6 (kalksteen), typische waarden voor de oppervlakteruwheid k_s zijn: 0.01 (riviergrind) à 0.10 (kalksteen).

De twee verschillende uitdrukkingen (3.45.e) en (3.45.f) voor de vormfactor β_M is een gevolg van een betere fitting van de experimentele waarden, en is niet verbonden aan een fysisch proces.

Alle testen werden uitgevoerd in volledig turbulente stroming. Naast monsters met één type stenen, werden eveneens monsters met een bredere samengestelde korrelverdeling getest. Als te verwachten resultaat vindt Murphy dat de wrijvingsfactoren van de samengestelde korrelverdeling te bepalen zijn als de som van de fracties van de samenstellende steengroottes.

3.4 Niet-permanente stroming in poreuze media

3.4.1 Uitbreiding van het Forchheimer model voor niet-permanente stroming

Meestal is de poreuze stroming in de kern van een stortsteengolfbreker niet-permanent t.g.v. de dynamische golfwerking. De waterstroming versnelt en vertraagt in wisselende richtingen binnen een volledige golfperiode. In het geval van niet-permanente stroming in een grofkorrelig poreus medium dient het effect van de inertie in rekening gebracht te worden. Het Forchheimer model, uitdrukking (3.19), wordt dan uitgebreid met een tijdsafhankelijke inertieterm:

$$I = aV + bV^2 + c \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.46)$$

met c [s^2/m] de inertiecoëfficiënt. De waarden van de wrijvingsfactoren a en b bekomen in het geval van permanente stroming (par. 3.3) worden verondersteld geldig te zijn voor niet-permanente stroming (Andersen, 1994). Dit is slechts een benadering van de werkelijkheid, maar laat toe om met behulp van laboproeven de waarde van c experimenteel te bepalen. De coëfficiënten a , b en c worden constant verondersteld voor een gegeven viscositeit van de vloeistof en voor een gegeven granulair korrelskelet. De vorm (3.46) werd vooreerst voorgesteld door Polubarinova-Kochina in 1952.

Net als beide termen afkomstig van de formulering in de permanente toestand, is de niet-permanente term $c \frac{\partial V}{\partial t}$ afhankelijk van de porositeit.

3.4.2 Theoretische beschouwingen gebaseerd op de analogie met het Morison krachtenmodel

Morison et al. (1950) stelden een krachtenmodel voor, de zgn. Morison vergelijking, om de krachten t.g.v. golfwerking op (een deel van) een paal te berekenen. Dit krachtenmodel is tot op heden veelvuldig én succesvol gebruikt in de offshore techniek (o.a. omwille van zijn gedegen theoretische achtergrond). Morison stelt dat de kracht, uitgeoefend op een paal in een niet-permanente viskeuze stroming, bestaat uit twee fysische bijdragen:

- een sleepkracht: analoog aan de sleepkracht uitgeoefend op een lichaam in een permanente stroming van een reële vloeistof (t.g.v.

viskeuze wrijving veroorzaakt door schuifspanningen, en normale drukken);

- een inertiekracht: analoog aan de inertiekracht uitgeoefend op een lichaam in een uniform versnellende (niet-permanente) stroming van een ideale vloeistof.

In het geval van een paal met cirkelvormige doorsnede met diameter D , heeft de Morison vergelijking de vorm:

$$F = \frac{1}{2} \rho_w A C_D V |V| + \rho_w \nabla C_m \frac{dV}{dt} \quad (3.47)$$

met A [m^2/m] de geprojecteerde oppervlakte van de paal in de stromingsrichting, ∇ [m^3/m] het volume van de cirkelvormige paal, C_D [-] een sleepcoëfficiënt, C_m [-] een inertiecoëfficiënt (of virtuele massa coëfficiënt), F [N/m] de kracht per eenheidslengte van de paal, en V [m/s] de (onverstoorde) orbitaalsnelheid van de invallende golf ter plaatse van de paal. Hierbij geldt de impliciete veronderstelling dat de paalafmeting klein is t.o.v. de golflengte zodat de stroming quasi uniform is ter plaatse van de paal.

De sleepcoëfficiënt C_D is afhankelijk van de vorm (en oriëntatie) van de paal, de oppervlakteruwheid k_s/D , het getal van Reynolds Re en het Keulegan-Carpenter getal KC (voor de definitie van KC , zie vergelijking (3.48) hierna).

De inertiecoëfficiënt $C_m = 1 + C_a$ bestaat op zijn beurt uit twee componenten. Enerzijds is er een netto (inertie)kracht op de paal t.g.v. de drukgradiënt over de paal die ontstaat door de versnelling van de stroming ter plaatse van de paal (coëfficiënt 1, ook Froude-Krylov kracht genoemd). Anderzijds wordt er een extra massa vloeistof in beweging gezet wanneer de stroming versnelt achter de paal. B.v. als een lichaam in rust, in een vloeistof in rust, plots versneld wordt tot een bepaalde snelheid, wordt de vloeistof achter het lichaam eveneens in beweging gebracht. Een extra kracht is nodig om die extra massa te versnellen (coëfficiënt C_a). Deze coëfficiënt C_a wordt de toegevoegde massa coëfficiënt (E: added mass coefficient) genoemd. In potentiaalstroming is b.v. $C_a = 0.50$ voor een sfeer, en $C_a = 1.0$ voor een cirkelvormige cilinder. In een viskeuze vloeistof is de stroming achter de

cilinder, en dus ook C_a en bijgevolg ook C_m , afhankelijk van de vorm (en oriëntatie) van de paal, de oppervlakteruwheid k_s/D , Re en KC .

In het geval van potentiaalstroming achter een cirkelvormige gladde cilinder is de inertiecoëfficiënt $C_m = 2.0$, terwijl voor een viskeuze vloeistof C_m -waarden kleiner dan 2.0 bekomen worden. Voor één enkele sfeer is $C_m = 1.5$. Een diepgaande studie van de Morison vergelijking is terug te vinden in het klassieke werk van Sarpkaya en Isaacson (1981).

Nu wordt de analogie tussen de Forchheimer vergelijking (3.46) en de Morison vergelijking (3.47) nader besproken. Beide krachtenmodellen hebben dezelfde vorm, als de laminaire bijdrage aV in (3.46) verwaarloosd wordt, of opgenomen wordt in de niet-lineaire term bV^2 (b.v. door de variatie van de coëfficiënt b zoals in het wrijvingsfactor model (3.18)). De turbulente term bV^2 van het Forchheimer model (3.46), herschreven in de vorm $bV|V|$, stemt overeen met de sleepterm $\frac{1}{2}\rho_w AC_D V|V|$ van de Morisonvergelijking (3.47), en de inertieterm $c \frac{\partial V}{\partial t}$ van (3.46) stemt overeen met de inertieterm $\rho_w \forall C_m \frac{dV}{dt}$ van (3.47). De fysische beschouwingen voor elke term van het Forchheimer model kunnen bijgevolg overgenomen worden door de resp. termen van het Morison model.

Het is echter duidelijk dat voor stroming in een poreuze matrix C_D en C_m bovendien afhankelijk zullen zijn van de porositeit n , aangezien het snelheidsveld en de bijhorende drukverdeling rond één korrel sterk beïnvloed worden door de porositeit.

Bovendien kan de locale versnelling $\partial V / \partial t$ in de Forchheimer vergelijking (3.46) niet door de totale afgeleide $\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x}$ vervangen worden (Burcharth en Andersen, 1995) omdat de inertiecoëfficiënt c in het algemeen niet kan toegepast worden op de convectieve versnelling $V \partial V / \partial x$, zoals wel het geval is in de Morison vergelijking (3.47). Bijgevolg dienen locale en convectieve versnellingen afzonderlijk behandeld te worden in poreuze niet-

permanente stroming. Aangezien in het geval van stortsteengolfbrekers locale versnellingen gewoonlijk groter blijken dan convectieve versnellingen, en eenvoudiger te behandelen zijn in theorie, is enkel de locale versnelling $\partial V/\partial t$ toegepast in de definitie van c , cf. vergelijking (3.46). Indien daarnaast ook macroscopische convectieve versnellingen significant worden, kan een extra convectieve term in de vorm $\frac{1}{n^2 g} V \frac{\partial V}{\partial x}$ toegevoegd worden aan vergelijking (3.46) (Van Gent, 1995).

In het typische geval van een stortsteengolfbreker, stellen Burcharth en Andersen (1995) dat de turbulente term bV^2 een orde groter is dan de inertie-term $c \partial V/\partial t$, die op zijn beurt een orde groter is dan de convectie-term $V \partial V/\partial x$. Losada et al (1995) verschaffen experimentele verificatie.

Een belangrijke parameter van een periodieke stroming (E: oscillatory flow) zoals de golfwerking er één is, is de relatieve grootte van de stroming t.o.v. de paalafmeting D , en wordt gewoonlijk uitgedrukt door het Keulegan-Carpenter getal KC , gedefinieerd als:

$$KC = \frac{V_{\max} T}{D} \quad (3.48)$$

met V_{\max} de maximale snelheid in een stroming met periode T . De grootte van KC relateert het relatieve belang van de convectieve versnellingen t.o.v. de locale versnellingen (of het relatieve belang van sleep- en inertiekrachten):

$$KC = \frac{V \frac{\partial V}{\partial x}}{\frac{\partial V}{\partial t}} \approx \frac{V_{\max} \frac{V_{\max}}{D}}{\frac{V_{\max}}{T}} = \frac{V_{\max} T}{D} \quad (3.49)$$

Voor $KC > 5$ ontwikkelen zowel sleep- als inertiekrachten aanzienlijk, en wordt de stroming periodiek beschouwd. Een typische waarde in de deklagen van een stortsteengolfbreker is, volgens Andersen (1994), $KC = 10$.

Principieel zijn de coëfficiënten b en c afhankelijk van het granulaire korrel-skelet (inclusief de oppervlakteruwheid en porositeit), Re , KC , én de stromingsvoorgeschiedenis. Bijgevolg zijn de coëfficiënten eigenlijk geen constanten, maar ogenblikkelijke waarden (zie par. 3.3.3.3.a). In de

ingenieurspraktijk echter worden de coëfficiënten voor de eenvoud constant genomen over de periode T , en enkel afhankelijk van Re , KC en het granulaire korrelskelet beschouwd. Immers, ogenblikkelijke waarden zijn onmogelijk in rekening te brengen in de praktijk. Dit betekent dat de coëfficiënten bepaald zijn als gemiddelde waarden over een volledige periode. Het blijft een open vraag echter in hoeverre dergelijke waarden kunnen toegepast worden in concrete situaties waar niet-periodieke stroming optreedt, en waar dus geen eenduidige definitie voor KC bestaat (Burcharth en Andersen, 1995).

3.4.3 Theoretische en empirische uitdrukking voor de inertiecoëfficiënt c

Burcharth en Andersen (1995) drukken het evenwicht van krachten uit, toegepast op zowel een theoretisch cilinder-analoon als een sfeer-analoon van een poreus medium, en bekomen zo een theoretische uitdrukking voor de inertiecoëfficiënt c in de Forchheimer-vergelijking (3.46). De gehele drukgradiënt over het poreus medium, beschouwd over zowel de korrels als het water, wordt gelijk gesteld aan de som van sleep- en inertiekrachten. Gebruik makend van de Morison vergelijking (3.47) worden de sleep- en inertiekrachten berekend. Als resulterende inertieterm wordt voorgesteld:

$$\frac{1+C_m \frac{1-n}{n}}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.50)$$

De inertiecoëfficiënt c in de Forchheimer vergelijking (46) krijgt dan de vorm:

$$c = \frac{1+C_m \frac{1-n}{n}}{g} \quad (3.51.a)$$

met:

$$C_m = 1 + C_a \quad (3.51.b)$$

Analoog met de bevindingen van het Morison model, is C_m dus de virtuele massa coëfficiënt, en is samengesteld uit een Froude-Krylov coëfficiënt, 1 en een toegevoegde massacoëfficiënt, C_a . Uit de theoretische beschouwingen gebaseerd op de analogie met de Morison vergelijking blijkt dat C_m in het geval van poreuze stroming ook afhankelijk is van k_s/D , Re , KC en n .

Ten gevolge van het gebrek aan een op theoretische basis geschoeid model voor de virtuele massacoëfficiënt C_m , dient C_m experimenteel bepaald te worden voor een specifiek poreus medium. Uit een beperkte reeks experimentele resultaten vat Andersen (1994) samen:

$$C_m = 1.5 + 12(1 - n) \quad (3.52)$$

geldig voor sferen en stortsteen. Deze empirische uitdrukking voor de virtuele massacoëfficiënt C_m is enkel afhankelijk van de porositeit n , in tegenstelling tot de virtuele massacoëfficiënt uit de theoretische beschouwingen. Dit hypoticeert de toepasbaarheid van (3.52) in sterke mate.

Bovendien waarschuwen Burcharth en Andersen (1995) dat de beschikbare experimentele resultaten vooralsnog te beperkt zijn om definitieve conclusies met betrekking tot C_m -waarden voor te stellen.

3.5 Praktische rekenwaarden voor coëfficiënten van het Forchheimer model

3.5.1 Experimentele bepaling van coëfficiënten voor grofkorrelig materiaal

In deze paragraaf 3.5 worden de praktische rekenwaarden voor de coëfficiënten van het Forchheimer model voor poreuze stroming verzameld

voor verder gebruik. Uit de theoretische besprekingen in voorgaande par. 3.3 en 3.4 is het duidelijk dat dergelijke rekenwaarden met kennis van zaken en met de nodige voorzichtigheid dienen behandeld te worden, gezien de belangrijke veronderstellingen of benaderingen die doorgevoerd zijn om tot een werkbaar rekenmodel voor poreuze stroming te komen.

Tabel 3.8 verschaft voor verschillende poreuze materialen een grootteorde voor de karakteristieke waarden van de korreldiameter D , de filtersnelheid V en het getal van Reynolds Re , en het bijhorende poreuze stromingstype cf. de classificatie van par. 3.3.3.2. Deze waarden vertonen uiteraard een zekere spreiding naargelang de specifieke situatie, maar zijn geldig (en bedoeld) als vuistregel.

materiaal type	korreldiameter D [m]	filtersnelheid V [m/s]	Re $=VD/\nu$ [-]	poreuze stromings- type
zand	$< O(10^{-3})$	$< O(10^{-3})$	$< O(1)$	darcy
fijn grind	0.01	$O(10^{-2})$	$O(10^2)$	laminair Forchheimer
stortsteen 2-300 kg	0.1 - 0.3	$O(10^{-1})$	$O(10^4)$	volledig turbulent
stortsteen 1-6 ton	0.7 - 1.2	$O(1)$	$O(10^6)$	volledig turbulent
deklaagelement/ grote rotsblokken	> 1.2	$> O(1)$	$> O(10^6)$	volledig turbulent

Tabel 3.8. *Grootteordes voor korreldiameter D , filtersnelheid V en getal van Reynolds Re , van verschillende poreuze materialen, met het bijhorende stromingstype. Gebaseerd op Gu en Wang (1991)*

De rekenwaarden van de wrijvingsfactoren a en b , en van de inertiecoëfficiënt c (of van respectievelijk de vormfactoren α en β , en de virtuele massacoëfficiënt C_m) zijn experimenteel bepaald d.m.v. laboproeven. In de volgende tabellen zijn de in de literatuur gepubliceerde waarden van verschillende onderzoekers verzameld. Er dient met de nodige voorzichtigheid van deze tabellen gebruik gemaakt te worden. Er kan een aanzienlijke spreiding

op de waarden zijn, ten gevolge van de in voorgaande paragrafen besproken veronderstellingen en vereenvoudigingen, of ten gevolge van de beperkingen van de experimentele techniek. Heel belangrijk is het feit dat de rekenwaarden enkel geldig zijn voor het stromingstype waarbij zij zijn afgeleid. Er is geen fysische argumentatie voorhanden waardoor extrapolatie naar andere types mogelijk zou zijn! De rekenwaarden zijn voornamelijk gebaseerd op publicaties van Burcharth en Christensen (1991), Murphy (1993), Andersen (1994) en van Gent (1995) die dezelfde testen behandelen, en Burcharth en Andersen (1995) die zowel een ruim literatuuroverzicht als een uitgebreide reeks experimentele proeven uitgevoerd hebben in deze materie.

De conventioneel aangewende methode om de wrijvingsfactoren experimenteel te bepalen voor het geval van permanente stroming, is relatief eenvoudig. In een proefopstelling wordt een monster van het poreuze materiaal ingebouwd in een vertikaal opgestelde cirkelvormige leiding (de zgn. permeameter, zoals b.v. Murphy, 1993) of in het horizontale deel van een U-buis (zoals b.v. Burcharth en Christensen, 1991, of van Gent, 1995), en een constant debiet wordt door het poreuze monster gevoerd. De hydraulische drukgradiënt I (via twee drukmetingen aan beide uiteinden van het monster) en de filtersnelheid V (via het debiet doorheen het monster) worden gemeten voor het monster. Bij de analyse van de meetresultaten wordt de verhouding I/V in grafiek uitgezet in functie van V (zoals in Fig. 3.5) zodat a en b eenvoudig af te leiden zijn (via een lineaire regressieanalyse) als de offset en scaling van het gelineariseerde verband van het Forchheimer model (3.19):

$$\frac{I}{V} = a + bV \quad (3.54)$$

Dan worden α en β afgeleid m.b.v. de uitdrukkingen (3.32) en (3.33) voor de vormfactoren. Voor praktisch gebruik zal in dit proefschrift de omgekeerde weg gevolgd worden.

In het geval van niet-permanente stroming wordt een cyclische waterbeweging doorheen het monster tot stand gebracht, met de bedoeling een grote versnelling en vertraging doorheen het monster te bekomen. In de praktijk blijkt deze grote versnelling slechts gedurende heel korte tijdsintervallen (typisch van 0.15 s tot 0.30 s) verwezenlijkt te kunnen worden. Dit impliceert dat de bepaling van de inertiecoëfficiënt moeilijk is en onnauwkeurig blijft. De bepaling van de coëfficiënten gebeurt als volgt. De waarden voor de wrijvingsfactoren a en b (of de vormfactoren α en β) worden overgenomen van de waarden in permanente stroming, in de veronderstelling dat de waarden

in permanente toestand eveneens geldig zijn in niet-permanente toestand. De waarde voor de inertiecoëfficiënt c (of de virtuele massacoëfficiënt C_m) wordt vervolgens afgeleid van de meetresultaten m.b.v. een kleinste kwadraten methode. Burcharth en Christensen (1991) hebben geprobeerd om alle coëfficiënten a , b en c tegelijk af te leiden voor niet-permanente stroming m.b.v. een kleinste kwadraten methode. Zij stellen dat deze methode geen goede resultaten gaf omwille van het verschil in grootteorde -tot $O(10^2)$ - tussen de verschillende coëfficiënten. Principieel zou verwacht worden dat, vergeleken met permanent regime, de wrijvingsfactoren a en (vooral) b hoger zijn in niet-permanent regime wegens de toegenomen turbulentie in de poreuze stroming doorheen het monster.

onderzoeker	D_{50} [m]	n [-]	V_{\max} [m/s]	$a_{\max} = \frac{\partial V_{\max}}{\partial t}$ [m/s ²]
Murphy (1993)	0.012 - 0.085	0.31 - 0.55	0.80	0.40
Burcharth en Christensen (1991)	0.009 - 0.037	0.39 - 0.47	0.35	0.50 (gedurende 0.3 s)
Andersen (1994), van Gent (1995)	0.025 - 0.060	0.39 - 0.48	0.68	1.90

Tabel 3.9. *Bereik van de korreldiameter D_{50} , de porositeit n , de maximale filtersnelheid V_{\max} en -versnelling a_{\max} voor recente experimenten ter bepaling van coëfficiënten voor het Forchheimer model.*

Tabel 3.9 geeft een overzicht van het bereik van de korreldiameter en de porositeit van het geteste materiaal en de maximaal aangewende filtersnelheden en -versnellingen, voor recente proeven uitgevoerd door Murphy (1993), Burcharth en Christensen (1991) en Andersen (1994) en van Gent (1995).

Uit Tabel 3.9 volgen interessante conclusies. De maximale filtersnelheden en korreldiameters zijn relatief klein, en enkel toegespitst op schaalmodel-grootteordes. Er zijn geen experimentele gegevens beschikbaar voor prototype omstandigheden. Het bereik voor porositeit n en korreldiameter D_{50} is bij

Murphy (1993) het grootst. Allen rapporteren problemen bij het uitvoeren van proeven in niet-permanente stroming.

3.5.2 Rekenwaarden voor permanente stroming

Hier worden rekenwaarden verzameld van de vormfactoren α en β voor permanente laminaire Forchheimer stroming (par. 3.5.2.1) en permanente volledig turbulente stroming (par. 3.5.2.2). Telkens is de aangewezen vorm van het Forchheimer model herhaald. De naamgeving van de verschillende poreuze materialen is overgenomen uit de Engelstalige publicaties om spraakverwarring te vermijden. Waar beschikbaar werd het materiaal beter omschreven door gegevens over de porositeit n en de korreldiameter (d_{50} of d_{85}/d_{15}), en het Reynoldsgetal Re geeft een idee van het stromingstype.

3.5.2.1 Laminaire Forchheimer stroming

De rekenwaarden voor α en β in Tabel 3.10 en Tabel 3.11 zijn geldig voor de laminaire Forchheimer stroming, en werden bepaald voor het Forchheimer model (3.31):

$$I = aV + bV^2 \quad (3.31)$$

met wrijvingsfactoren:

$$a = \alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (3.32)$$

$$b = \beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.33)$$

materiaal	α	β
	$= (1-n)n\alpha_E$	$= \beta_E$
	[-]	[-]
Uniform, spherical particles	~ 190	~ 1.8
Uniform, rounded sand grains	~ 240	~ 2.8
Irregular, angular grains	tot 360 of meer	tot 3.6 of meer

Tabel 3.10. *Rekenwaarden voor \mathbf{a} en \mathbf{b} van Engelund, aangepast aan het gebruik van de Forchheimer vergelijking (3.31), in het laminaire Forchheimer stromingstype.
Bron: Burcharth en Christensen (1991)*

Onderzoeker	materiaal		porositeit n [-]	diameter- bereik of d ₅₀ [mm]	Re [-]	α [-]	β [-]
Fand et al. 1987	uniform	glass spheres	0.360	2-4	5-80	~ 182	~ 1.92
Lindquist* 1933	shot		0.383	1-5	4-263	184	1.82
Dudgeon** 1966	uniform	glass spheres	0.415	16	< 400	164	1.7
			0.385	29	< 180	193	2.4
	river gravel		0.367	16	< 85	329	4.7
			0.406	110	< 7000	922	2.0
	angular rock		0.455	16		622	5.4
			0.515	14	< 400	479	4.0
			0.438	25	< 200	425	5.3
			0.483	37	< 400 < 500	92	10.8
Engelund 1953	flinty, calcareous sand and of uniform size		0.395	1.4-2.6	25- 150	335	3.57

* Data taken from Ahmed et al., 1969.

** Data calculated from Dudgeon's graphs, not from the data points.

Tabel 3.11. *Rekenwaarden voor \mathbf{a} en \mathbf{b} van andere onderzoekers, geldig voor de Forchheimer vergelijking (3.31), in het laminaire*

Forchheimer stromingstype.
Bron: Burcharth en Christensen (1991)

3.5.2.2 Volledig turbulente stroming

De rekenwaarden voor α' en β' in Tabel 3.12 en Tabel 3.13 zijn geldig voor volledig turbulente stroming, en werden bepaald voor het Forchheimer model (3.23), zodat zowel α' als β' dienden bepaald te worden. Merk op dat α' hier niet onmiddellijk een fysische betekenis heeft, maar enkel gebruikt wordt om het Forchheimer model (3.23) beter te laten aansluiten op de experimentele gegevens (par. 3.3.3.3 (c)):

$$I = a'V + b'V^2 \quad (3.23)$$

met wrijvingsfactoren:

$$a' = \alpha' \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (3.32.b)$$

$$b' = \beta' \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.41)$$

materiaal	pakking	d_{85}/d_{15} [-]	Re [-]	α' [-]	β' [-]	bron ^a
Spheres	Cubic	1.0	630-14000	900-6000	1.0-1.3	Sm
	Rhomb	1.0	630-14000	640-900	0.47-1.1	Sm
	Random	1.0	180-9000	410-1700	1.1-1.5	D
	Random	1.8	3700-7700	3100	1.6	D

	Random	1.0	120-410	220	1.5	F
	Random	2.0	120-410	240	1.6	F
Round rock	Random	1.4	< 2100-8050	~ 10000	2.2	B
		1.7	500-3600	1400-	2.2-2.9	D
		?	?	15000	1.7-2.2	H
		1.3	750-7500	160-9800	1.9	W
				?		
Semi-round rock	Random	1.9	800-2100	~ 3000	2.7	B
		1.3	750-7500	?	2.4	W
Irregular rock	Random	1.4-1.8	600-10300	1400-	2.4-3.0	B
		1.6	400-8200	13000	4.1-11	D
		?	?	270-1400	3.0-3.7	H
		1.3-1.4	300-5700	90-540	2.5-2.9	Sh
		1.3	750-7500	980-2100	3.7	W
				?		
Equant rock	Random	1.2	750-7500	?	3.6	W
Tabular rock	Random	1.4	1500-18000	3000	1.5	Sm
		1.2	750-7500	?	3.7	W

^a B: Burcharth en Christensen (1991); D: Dudgeon (1966); F: Fand et al. (1987); H: Hannoura and McCorquodale (1978); Sh: Shih (1990); Sm: Smith (1991); W: Williams (1992), related to D_s.

Tabel 3.12. *Rekenwaarden voor a' en b' van verschillende onderzoekers, geldig voor de Forchheimer vergelijking (3.23), in het volledig turbulente stromingstype.*
Bron: Burcharth en Andersen (1995)

monster	materiaal	d ₁₅	d ₅₀	d ₈₅ / d ₁₅	vormklasse	porositeit
		[mm]	[mm]			n [-]
				[-]		
1	Crushed rock	6.6	9.4	1.7	Irregular	0.457

2	Crushed rock	9.8	13.8	1.8	Irregular	0.455
3	Crushed rock	16.0	20.1	1.6	Irregular	0.451
4	Crushed rock	30.9	38.5	1.6	Irregular	0.471
5	Gravel	13.0	18.1	1.9	Semi round	0.391
6	Gravel	32.3	37.6	1.4	Very round	0.388
7	Crushed rock	31.0	36.8	1.4	Irregular	0.473
8	Crushed rock	31.0	36.8	1.4	Irregular	0.467

monster	α' (d_{50}) [-]	β' (d_{50}) [-]	a' [s/m]	b' [s ² /m ²]
1	1395	2.45	6.46	151.15
2	4248	3.45	9.32	147.45
3	2594	2.95	2.80	89.54
4	9645	2.75	2.31	36.86
5	3009	2.45	7.55	140.57
6	10070	2.15	6.05	61.07
7	9448	2.95	2.43	40.69
8	12963	2.85	3.54	41.31

Tabel 3.13.a *Materiaalkarakteristieken van gebruikte monsters van poreus materiaal (boven) en rekenwaarden voor wrijvingsfactoren a' en b' , en voor vormfactoren α' en β' gebaseerd op d_{50} (onder), geldig voor de Forchheimer vergelijking (3.23), in het volledig turbulente stromingstype.
Bron: Burcharth en Christensen (1991)*

materiaal	d_{50} [m]	n [-]	α' [-]	β' [-]	a' [s/m]	b' [s ² /m ²]
R1	0.0610	0.442	1791	0.55	0.23	6.0
R3	0.0487	0.454	0	0.88	0	10.7

R4	0.0488	0.393	1066	0.29	0.34	6.0
R5	0.0202	0.449	1662	1.07	1.81	32.8
R8	0.0310	0.388	1007	0.63	0.89	21.7
S1	0.0460	0.476	2070	0.69	0.33	7.4

^a C: cylinders, quadratic packing; S:spheres, cubic packing; R1, R5, R8: irreg. rock; R3: semi round rock; R4: round rock. Wave period T ranged between 2 and 4 s.

Tabel 3.13.b *Materiaalkarakteristieken voor poreuze monsters, en rekenwaarden voor vormfactoren a' , b' en wrijvingsfactoren a' , b' .*

Bron: van Gent (1995).

Burcharth en Christensen (1991) stellen eveneens rekenwaarden voor in het geval van volledig turbulente stroming, gebruik makend van de fysisch meer correcte versie van het Forchheimer model (3.40):

$$I = b' V^2 \quad (3.40)$$

met

$$b' = \beta' \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.41)$$

De rekenwaarden voor β' in Tabel 3.14 kunnen gebruikt worden in (3.41), of in de meer correcte vergelijking (3.42):

$$I = I_c + b' (V - V_c)^2 \quad (3.42)$$

met:

$$V_c = \frac{Re_c v}{d}, \quad Re_c \approx 300 \quad (3.43.b)$$

$$I_c = \frac{v^2}{gd^3} \frac{1-n}{n^3} \left(Re_c \alpha_F (1-n) + Re_c^2 \beta_F \right) \quad (3.44)$$

waarbij $\alpha_F = \alpha$ en $\beta_F = \beta$ corresponderen met het laminaire Forchheimer stromingstype (uit Tabel 3.10 of 3.11), en $d = d_{50}$.

materiaal	$d_{85} / d_{15} [-]$	$\beta' (d_{50}) [-]$	bron ^a
glass spheres	1	1.4	D, F
very rounded stones (sea or river gravel)	1.4	2.2	B
very rounded stones (sea or river gravel)	1.7	(2.7)	D
semi rounded stones	1.9	2.7	B
angular stones (quarry)	1.3 - 1.4	2.7	Sh
angular stones (quarry)	1.4 - 1.8	2.9	B
angular stones (quarry)	1.6 - 1.8	(4.1)	D

^a B: Burcharth en Christensen (1991); D: Dudgeon (1966); F: Fand et al. (1987); Sh: Shih (1990).

Tabel 3.14. *Rekenwaarden voor β' van verschillende onderzoekers, geldig voor de Forchheimer vergelijking (3.40) of (3.42), in het volledig turbulente stromingstype.
Bron: Burcharth en Christensen (1991)*

3.5.3 Rekenwaarden voor niet-permanente stroming

De Tabellen 3.15, 3.16 en 3.17 beperken zich hier tot het verschaffen van rekenwaarden voor de inertiecoëfficiënt c of de virtuele massacoëfficiënt C_m :

$$c = \frac{1 + C_m \frac{1-n}{n}}{g} \quad (3.51.a)$$

Rekenwaarden voor de wrijvingsfactoren a en b in permanente stroming worden verondersteld ook geldig te zijn in niet-permanente stroming (gesteund op experimentele verificatie door Hall et al., 1995), en kunnen in par. 3.5.2 bepaald worden.

Er zijn veel meer resultaten beschikbaar voor permanente stroming, en slechts weinig voor niet-permanente stroming. Alle experimenten met niet-permanente stroming hebben te lijden onder inconsistente resultaten: soms zijn de C_m -waarden zelfs negatief. Dit is fysisch onmogelijk, maar is eventueel te verklaren door de techniek van het nemen van gemiddelde waarden over een golfperiode (cf. het Morison model in par. 3.4.2), of door experimentele onnauwkeurigheden.

De resultaten van Hannoura en McCorquodale (1978) in Tabel 3.15 vertonen slechts één geloofwaardige waarde, volgens Burcharth en Andersen (1995).

materiaal	d	n	c	C_m
	[m]	[-]	[s ² /m]	[-]
Crushed rock	0.044	0.441	0.413	2.41

Tabel 3.15. *Rekenwaarden voor c en C_m .*

Bron: Hannoura en McCorquodale (1978).

Burcharth en Christensen (1991) vinden C_m -waarden tussen 12 en 35, maar weigeren zelf deze resultaten als geloofwaardig te beschouwen ten gevolge van een aantal beperkingen van hun experimentele methode.

Murphy (1993) vindt C_m -waarden tussen -1 en 5, en gemiddeld tussen 1 en 2. Hij vermeldt eveneens zeer grote moeilijkheden bij het bepalen van de C_m -waarden zijn in experimenten.

Smith (1991) heeft ook proeven uitgevoerd ter bepaling van C_m , doch met zeer beperkte versnellingen. Tabel 3.16 toont de bekomen gemiddelde waarden van c en C_m .

Materiaal ^a	n	c	C_m
	[-]	[s ² /m]	[-]
R75	0.26	0.37	0.92
C75	0.51	0.23	1.31
R42	0.33	0.65	2.65
C42	0.52	0.24	1.47
S	0.47	0.32	1.90

^a C: spheres, cubic packing, R: spheres, rhombohedral packing, S: tabular rock.

Tabel 3.16. *Rekenwaarden voor c en C_m .*

Bron: Smith (1991)

De experimenten van Andersen (1994) (uitgevoerd in samenwerking met van Gent, 1995) leiden tot inertie- en virtuele massacoëfficiënten zoals verzameld in Tabel 3.17. Echter Andersen meldt dat onder het ingebrachte monster in de voerbuis van de experimentele opstelling een ongewilde waterstroming plaatsvond, en hij heeft correcties aangebracht op de c en C_m -waarden. Daardoor zijn deze waarden met enige onzekerheid te beschouwen. De maximale bereikte snelheid varieerde tussen $V_{\max} = 0.06$ m/s en 0.68 m/s, en de bijhorende versnellingen varieerden tussen $a_{\max} = 0.2$ m/s² en 1.9 m/s².

Materiaal ^a	d	n	Re	KC	c	C_m
	[m]	[-]	[-]	[-]	[s ² /m]	[-]

C1	0.0515	0.79	7700-33000	10-53	0.14-0.26	1.4-5.9
C2	0.0515	0.59	9900-31000	8.7-40	0.29-0.46	2.6-5.0
C3	0.0515	0.32	6800-13000	7.9-20	0.60-1.26	2.3-5.4
S1	0.046	0.48	9700-21000	12-38	0.41-0.58	2.7-4.3
R1	0.076	0.44	11000-34000	4.2-27	0.31-0.63	1.6-4.1
R3	0.061	0.45	7500-25000	4.6-28	0.27-0.74	1.4-5.2
R4	0.061	0.39	8500-27000	5.2-34	0.41-0.62	2.0-3.3
R5	0.0251	0.45	1400-6100	4.9-45	0.23-0.78	1.0-5.4
R8	0.0385	0.39	4400-12000	6.5-37	0.50-0.63	2.5-3.3

^a C: cylinders, quadratic packing; S:spheres, cubic packing; R1, R5, R8: irreg. rock; R3: semi round rock; R4: round rock. Wave period T ranged between 2 and 4 s.

Tabel 3.17. *Rekenwaarden voor c en C_m .*

Bron: Andersen (1994), en/of van Gent (1995).

3.5.4 Relatieve belangrijkheid van de termen van het Forchheimer model

Steunend op de tabellen met praktische rekenwaarden in par. 3.5.2 en 3.5.3 kunnen de volgende grootteordes voor de vormfactoren vooropgesteld worden:

voor het laminaire Forchheimer stromingstype: $\alpha \sim O(500)$, $\beta \sim O(5)$,

voor het volledig turbulente stromingstype: Tabel 3.18

Vormklasse	d_{50} [m]	n [-]	α' [-]	β' [-]
semi/very round	0.038	0.388	10000	2.0
irregular	0.010 à 0.020	0.45	3000	3.0

Tabel 3.18. *Grootteordes voor vormfactoren in volledig turbulente stroming.*

De grootteorde van de virtuele massacoëfficiënt in niet-permanente stroming is $C_m \sim O(3)$.

Het is leerrijk om de relatieve belangrijkheid van elke term in het Forchheimer model (3.46) in te schatten, aan de hand van een praktisch rekenvoorbeeld. Veronderstel een poreuze stroming van het volledig turbulente type in een monster van stortsteen, met volgende karakteristieken: $\alpha' = 3000$, $\beta' = 3$, $C_m = 3$, $n = 0.40$, $d = 0.02$ m. Gebruik makend van resp. vergelijking (3.32.b), (3.41) en (3.51.a) zijn de coëfficiënten van de drie termen in de Forchheimer vergelijking (3.46): $a' = 5.59$ s/m, $b' = 143.35$ s²/m² en $c = 0.56$ s²/m. Nu wordt een niet-permanente stroming opgelegd, waarbij de filtersnelheid V in een tijdsinterval van 0.5 s van 0 m/s naar 0.20 m/s toeneemt volgens de eenvoudige wet:

$$V(t) = \frac{0.20}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi}{0.5} t \right) \quad (3.55)$$

De overeenstemmende versnelling is:

$$\frac{dV}{dt} = 0.20\pi \sin \frac{\pi}{0.5} t \quad (3.56)$$

Beide functies $V(t)$ en $\frac{dV}{dt}$ zijn weergegeven in Fig. 3.7.a voor het volledige tijdsinterval, en kunnen beschouwd worden als een kwart van een volledige periodieke golfbeweging in het poreuze monster. De maximale versnelling bedraagt 0.63 m/s^2 , en wordt bij dit snelheidsverloop bereikt na $t = 0.25 \text{ s}$.

Gebruik makend van de vergelijkingen (3.55) en (3.56) kunnen nu de drie termen in de Forchheimer vergelijking (3.46) bepaald worden, namelijk $a'V$, $b'V^2$ en $c \partial V / \partial t$. Deze drie functies zijn eveneens weergegeven voor het volledige tijdsinterval in Fig. 3.7.b. Tenslotte is het verloop van de drukgradiënt I (i.e. de som van de drie termen) ook getekend in Fig. 3.7.b.

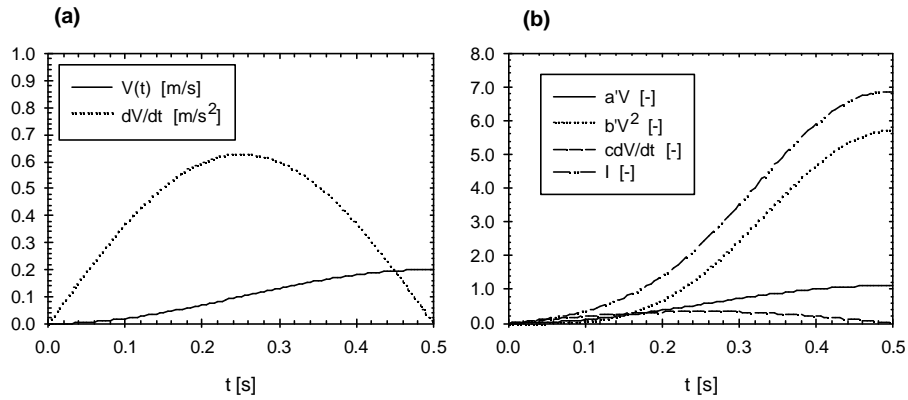


Fig. 3.7. (a) Verloop van de opgelegde snelheid V en de versnelling dV/dt in het tijdsinterval van 0.5 s ;
 (b) corresponderend verloop van de drie termen van het Forchheimer model en van de drukgradiënt I voor de gegeven materiaalkarakteristieken en de opgelegde snelheid, met $a' = 5.59 \text{ s/m}$, $b' = 143.35 \text{ s}^2/\text{m}^2$ en $c = 0.56 \text{ s}^2/\text{m}$.

Uit Fig. 3.7.b volgt duidelijk het relatieve belang van de onderscheiden termen. De term $b'V^2$ is aanzienlijk groter dan beide andere termen $a'V$ en $c\partial V/\partial t$. De term $a'V$ is relatief onbelangrijk t.o.v. $b'V^2$, zoals kon verwacht worden uit de theoretische bespreking in par. 3.3.3.3 (c). Op $t = 0.5$ s, wanneer beide termen hun maximale waarde bereiken, bedraagt de waarde van $a'V$ slechts 19% van de waarde van $b'V^2$. De waarde van het getal van Reynolds bedraagt dan $Re \approx 3000$, i.e. volledig turbulente stroming cf. Tabel 3.7. Het op theoretische gronden overwogen gebruik van een Forchheimer model zonder lineaire term voor volledig turbulente stroming blijkt dus zeker aanvaardbaar. De inertie-term $c\partial V/\partial t$ is duidelijk nog kleiner dan de lineaire term. De maximale bereikte waarde op $t = 1$ s is slechts 6% van de maximale waarde van $b'V^2$. Er kan bijgevolg voorgesteld worden om deze inertie-term in eerste instantie te verwaarlozen, zeker gezien de problemen die opduiken bij de experimentele bepaling van de correcte waarde van de inertiecoëfficiënt.

Uit voorgaande beschouwingen is het duidelijk dat, voor volledig turbulente stroming, de niet-lineaire term $b'V^2$ de belangrijkste term is in het Forchheimer model. Nader onderzoek van de sensitiviteit van de wrijvingsfactor b' geeft een belangrijk resultaat. De wrijvingsfactor b' is afhankelijk van de parameters: de vormfactor β' , de porositeit n en de korreldiameter d , cf. vergelijking (3.41). Uit dit verband (3.41) volgt dat b' lineair evenredig is met β' en d , doch niet-lineair evenredig met n , wegens de term $(1 - n)/n^3$. Een praktisch voorbeeld maakt dit duidelijk. Een toename van $\pm 10\%$ van elke parameter afzonderlijk, geeft een variatie van b' volgens Tabel 3.19.

Zoals te verwachten is er een evenredige variatie van b' met 10% wanneer β' of d met 10% toe - of afnemen. Echter een toename van n met 10% resulteert in een afname van b' met 30%, een afname van n met 10% resulteert in een toename van b' met 46%. Het is dus heel belangrijk om de porositeit van het poreuze materiaal nauwkeurig te bepalen bij het gebruik van het Forchheimer model in turbulente stroming, aangezien b' het meest gevoelig is aan variaties van n . In de praktijk daarentegen is het heel moeilijk om de juiste waarde van de porositeit in te schatten of te meten, in het bijzonder wanneer het de porositeit van een kern van een stortsteengolfbreker in situ betreft. Dit belangrijke resultaat zal steeds bijzondere aandacht vergen bij verdere praktische toepassingen van het Forchheimer model.

b' [s ² /m ²]	variatie van b' t.o.v. referentie
---	--

		[%]
$\beta' = 3$, $n = 0.40$, $d = 0.02$ (referentie)	143.35	-
$\beta' = 3.30$	157.68	+10
$\beta' = 2.70$	129.01	-10
$n = 0.44$	100.52	-30
$n = 0.36$	209.70	+46
$d = 0.022$	130.32	-10
$d = 0.018$	159.28	+10

Tabel 3.19. Variatie van wrijvingsfactor b' in functie van de afzonderlijke variaties van de parameters β' , n en d .

Tenslotte is een vergelijking gemaakt tussen het klassieke Forchheimer model $I = a'V + b'V^2$ (3.23), en het model van Murphy $I = a_M V + b_M V^2$ (3.45), beide in het geval van permanente stroming. Gebruik makend van de volgende basisgegevens: korrelvorm $s = 0.6$, oppervlakteruwheid $k_s = 0.1$ m, porositeit $n = 0.40$ en korreldiameter $d = 0.02$ m, geeft Murphy's variant als resultaat $a_M = 9.87$ s/m, $b_M = 109.42$ s²/m². Ter herinnering, het klassieke Forchheimer model gaf voor dezelfde basisgegevens $a' = 5.59$ s/m, $b' = 143.35$ s²/m². Figuur 3.8 toont de resulterende hydraulische drukgradiënt I voor beide modellen, bij eenzelfde snelheidsvariatie volgens (3.55). Beide modellen geven zeer vergelijkbare resultaten, met een kleine onderschatting door het model van Murphy voor grotere snelheden, en vice versa voor kleinere snelheden.

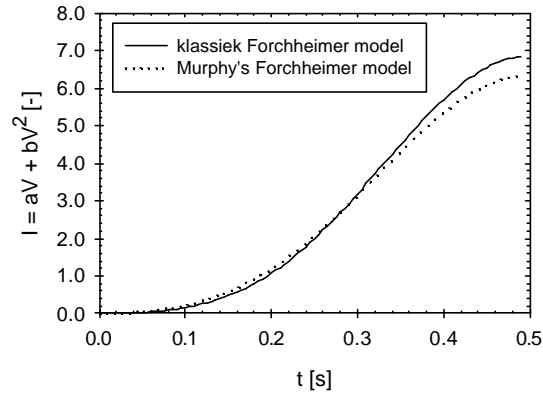


Fig. 3.8. *Vergelijking tussen het 'klassieke' Forchheimer model $I = a'V + b'V^2$ (3.23), en Murphy's variant op het Forchheimer model $I = a_M V + b_M V^2$ (3.45), in het geval van permanente stroming.*

3.6 Besluit

Poreuze stroming in grofkorrelig materiaal vormt een belangrijke pijler voor de verdere ontwikkelingen van dit proefschrift. Immers de hydrodynamische stroming doorheen de poreuze stortsteengolfbreker komt aan bod zowel bij de experimentele studie van de prototypemetingen als de numerieke modellering van de golfinteractie. Als mathematisch model is het Forchheimer model aangewend. Dit model is gebaseerd op het klassieke Darcy model voor grondwaterstroming, en bevat als uitbreiding een niet-lineaire turbulente stromingsweerstandterm.

Gesteund op de beschrijving van de karakteristieken en eigenschappen van het grofkorrelig stortsteenmateriaal (in par. 3.2) is een mathematische behandeling van de poreuze stroming mogelijk. Zowel het water in de poriën als het korrelskelet worden onsamendrukbaar verondersteld. Het korrelskelet is bovendien als homogeen en isotroop gemodelleerd. De verdere mathematische behandeling steunt op een macroscopische aanpak met ruimtelijk gemiddelde grootheden (experimenteel gevalideerd door Losada et al, 1995).

Twee verschillende types mathematische modellen zijn voorgesteld: het wrijvingsfactormodel en het Forchheimer model. Beide zijn ruim verspreid in de literatuur. Het wrijvingsfactormodel heeft als voordeel dat de analogie met stroming door leidingen een goed fysisch inzicht verschaft. Het (onoverkomelijk) nadeel is het ontbreken van een correcte analytische uitdrukking voor het verloop van de wrijvingsfactor f in functie van het getal van Reynolds Re , voor het volledige bereik van laminaire stroming tot turbulente stroming, én rekening houdend met de materiaalkarakteristieken.

Het Forchheimer model is hiertoe wel in staat, en wordt gekozen als geschikt mathematisch model voor de stromingsweerstand van niet-permanente en turbulente stroming in stortsteenmateriaal. De vorm (3.31) geeft het niet-lineair verband tussen drukgradiënt I en filtersnelheid V voor permanente laminaire Forchheimer stroming:

$$I = aV + bV^2 \quad (3.31)$$

De coëfficiënten a [s/m] en b [s²/m²] zijn de wrijvingsfactoren, constant voor de gegeven viscositeit ν van het water en voor het gegeven granulair korrelskelet (met korreldiameter d en porositeit n):

$$a = \alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{v}{gd^2} \quad (3.32)$$

$$b = \beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.33)$$

De vormfactor α [-] is afhankelijk van het stromingstype, de korrelverdeling en -vorm. De vormfactor β [-] is afhankelijk van dezelfde parameters plus de relatieve oppervlakteruwheid van de korrels. Drie verschillende stromingstypes worden onderscheiden voor poreuze stroming, gebaseerd op het getal van Reynolds Re , met definitie $Re = Vd/\nu$. Deze stromingstypes zijn respectievelijk Darcy stroming, laminaire Forchheimer stroming en volledig turbulente stroming voor toenemende Re -waarden.

De lineaire term in het Forchheimer model (3.31) staat fysisch voor de weerstand t.g.v. viskeuze schuifspanningen (i.e. de laminaire stromingsbijdrage), de niet-lineaire term staat voor de weerstand t.g.v. convectieve inertiekrachten en turbulente schuifspanningen (i.e. de turbulente stromingsbijdrage).

Burcharth en Christensen (1991) stellen in het geval van volledig turbulente stroming een fysisch meer correcte vorm van het Forchheimer model voor:

$$I = I_c + b'(V - V_c)^2 \quad (3.42)$$

In dit geval is de laminaire stromingsbijdrage te verwaarlozen, en kan de lineaire term aV weggelaten worden uit de algemene vorm (3.31). Voor stortsteenmateriaal zijn de kritische waarden I_c en V_c voor de drukgradiënt en de filtersnelheid respectievelijk quasi nul, en wordt vergelijking (3.42) herleid tot de vorm $I = b'V^2$ (3.40) geldig voor volledig turbulente stroming.

Murphy's (1993) mathematisch model (3.45) voor de wrijvingsweerstand van poreuze stroming heeft dezelfde vorm als het klassieke Forchheimer model (3.31). De vorm van de wrijvingsfactoren a_M en b_M daarentegen is gebaseerd op zijn analyse van de experimentele resultaten en niet op zuiver

theoretische beschouwingen. Murphy's uitdrukkingen (3.45.b) t.e.m. (3.45.f) verschillen bijgevolg sterk van de vorm van de wrijvingsfactoren (3.32) en (3.33).

In het geval van niet-permanente stroming wordt het Forchheimer model (3.31) uitgebreid met een inertieterm $c \partial V / \partial t$: zie vergelijking (3.46). De inertiecoëfficiënt c wordt constant gesteld voor het gegeven granulair korrelskelet (met diameter d en porositeit n). Burcharth en Andersen (1995) formuleren de theoretische uitdrukking voor de inertiecoëfficiënt c , gebaseerd op een vergelijking met het Morison krachtenmodel, als:

$$c = \frac{1 + C_m \frac{1-n}{n}}{g} \quad (3.51.a)$$

met virtuele massa coëfficiënt C_m . Tot op heden is geen theoretische uitdrukking beschikbaar voor C_m , zodat deze experimenteel dient vastgelegd te worden. Wegens de sterke variatie van de experimenteel bepaalde waarden voor C_m , dient de inertieterm met de nodige voorzichtigheid behandeld te worden.

In par. 3.5 zijn praktische rekenwaarden voor de vormfactoren α en β en voor de virtuele massacoëfficiënt C_m verzameld voor het geval van permanente en niet-permanente stroming. Deze synthese is gebaseerd op een uitgebreide literatuurstudie. De tabellen met rekenwaarden kunnen gebruikt worden om de Forchheimer coëfficiënten te begroten. Het verdient nochtans de voorkeur om voor nieuwe studies met stortsteenmateriaal de coëfficiënten experimenteel te bepalen in een labo-proefopstelling. Bovendien zijn er in de literatuur geen gegevens beschikbaar voor grotere diameters $d > 0.10$ m (cf. prototype stortsteen).

In een beknopt rekenvoorbeeld wordt tenslotte aangetoond dat in het geval van volledig turbulente stroming de niet-lineaire term $I = bV^2$ de grootste bijdrage levert tot de weerstand. Een sensitiviteitsanalyse voor de wrijvingsfactor b leert dat deze het meest gevoelig is voor variaties in de porositeit, en minder gevoelig voor variaties in korreldiameter d en vormfactor β . De exacte

waarde van de porositeit is echter meestal zeer moeilijk correct in te schatten en vereist bijgevolg bijzondere aandacht. Het Murphy model tenslotte geeft vergelijkbare resultaten voor dit rekenvoorbeeld.

In dit hoofdstuk is de belangrijke theoretische basis van het Forchheimer model vastgelegd. Het model komt verder uitgebreid aan bod in hoofdstuk 5 bij de experimentele studie van de drukattenuatie in de golfbrekerkern, en in hoofdstuk 8 en 9 bij de numerieke inbouw en modellering van de poreuze stroming.

HOOFDSTUK 4

Prototype metingen op een stortsteengolfbreker in de haven van Zeebrugge

4.1 Inleiding

De meetopstelling op de stortsteengolfbreker in de haven van Zeebrugge is wereldwijd uniek. Het doel is het opmeten van de golfkarakteristieken vóór en de golfinteractie met de golfbreker in prototype omstandigheden. In dit hoofdstuk wordt de infrastructuur, de instrumentatie en het data acquisitie systeem beschreven. Eerst komt de infrastructuur aan bod, onderverdeeld in een beschrijving van de golfbreker met materiaalopbouw en morfologische gegevens, gevolgd door een korte beschrijving van de meetopstelling die erop geïnstalleerd is. Vervolgens wordt de instrumentatie en de data acquisitie in detail voorgesteld, met oog voor de meetnauwkeurigheid van de meetopstelling. Tenslotte wordt een overzicht gegeven van de opgestelde databank met prototype meetgegevens.

4.2 Infrastructuur

4.2.1 Stortsteengolfbreker in de haven van Zeebrugge

De haven van Zeebrugge is gelegen aan de Belgische Oostkust. De buitenhaven (Fig. 4.1) wordt beschermd door twee (hoofd-)golfbrekers van het stortsteentype. De golfbrekers zijn gebouwd in de periode 1980-1986. Een volledige beschrijving van de uitbouw van de buitenhaven en van de constructie van de stortsteengolfbrekers is terug te vinden in Van Damme et al. (1985) en N. (1985). Fig. 4.2 toont de typedwarsdoorsnede van de golfbreker ter plaatse van de prototype meetopstelling. Deze doorsnede bestaat uit een klassieke opbouw met deklaag, één filterlaag en kern. De deklaagelementen aan de zeewaartse zijde zijn van het type betonnen gegroefde kubus, met stukgewicht 25 ton, met willekeurige plaatsing in twee lagen onder helling (V:H) 1:1.5. De tussenlaag is opgebouwd uit stortsteen met stukgewicht 1-3 ton. De kern bestaat uit 'tout-venant' (E: 'quarry run') met stukgewicht 2-300 kg. Het korrelverdelingsdiagram van elke klasse stortsteen is weergegeven in Fig. 3.2. Aan de landwaartse zijde is een filterconstructie gebouwd tussen de kern en de zandopspuiting. Op de kruin van de golfbreker is een dienstweg aangebracht.

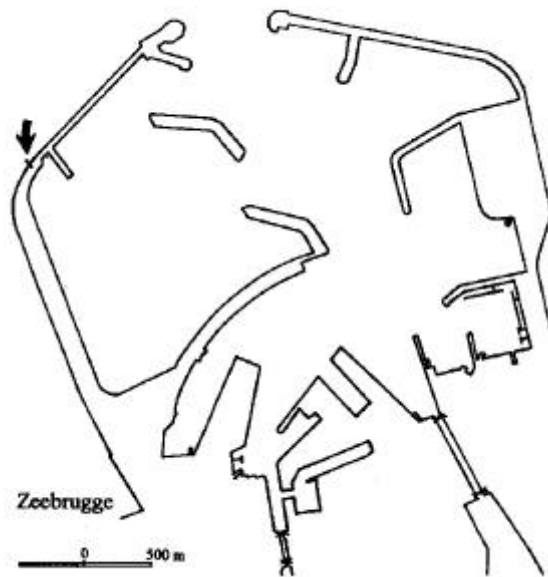


Fig. 4.1. Grondplan van de buitenhaven te Zeebrugge (België), met aanduiding van de locatie van de prototype meetopstelling op de N.W. golfbreker.

Als referentiepeil wordt in dit proefschrift het Z peil gekozen, dat bij de uitbouw van de haven van Zeebrugge courant gebruikt is. Het nulpeil Z +0.0 ligt 0.108 m onder het T.A.W. referentiepeil: $Z = \text{T.A.W.} + 0.108 \text{ m}$. Het gemiddelde laagwaterpeil bij springtij (E: Mean Low Water Spring, MLWS) bedraagt Z +0.32 m, het gemiddelde hoogwaterpeil bij springtij (E: Mean High Water Spring, MHWS) bedraagt Z +4.62 m, zodat het getijverschil 4.30 m is. Het getijverschil bij doortij is 3.4 m. Het verloop van het bodempeil langsheen de raai van de meetopstelling, over een afstand van 600 m tot de as van de golfbreker, is weergegeven in Fig. 4.3. Duidelijk merkbaar is de aanwezigheid van een erosieput aan de teen van de dam, met bodempeil tot Z -14 m, en bijhorende waterdieptes van 14 m (LW) tot 18 m (HW). Na ongeveer 600 m is de natuurlijke zeebodem aanwezig, met gemiddeld bodempeil op Z -8.5 m over een afstand van ruim 5 km, met bijhorende waterdieptes van 9 m (LW) tot 13 m (HW).

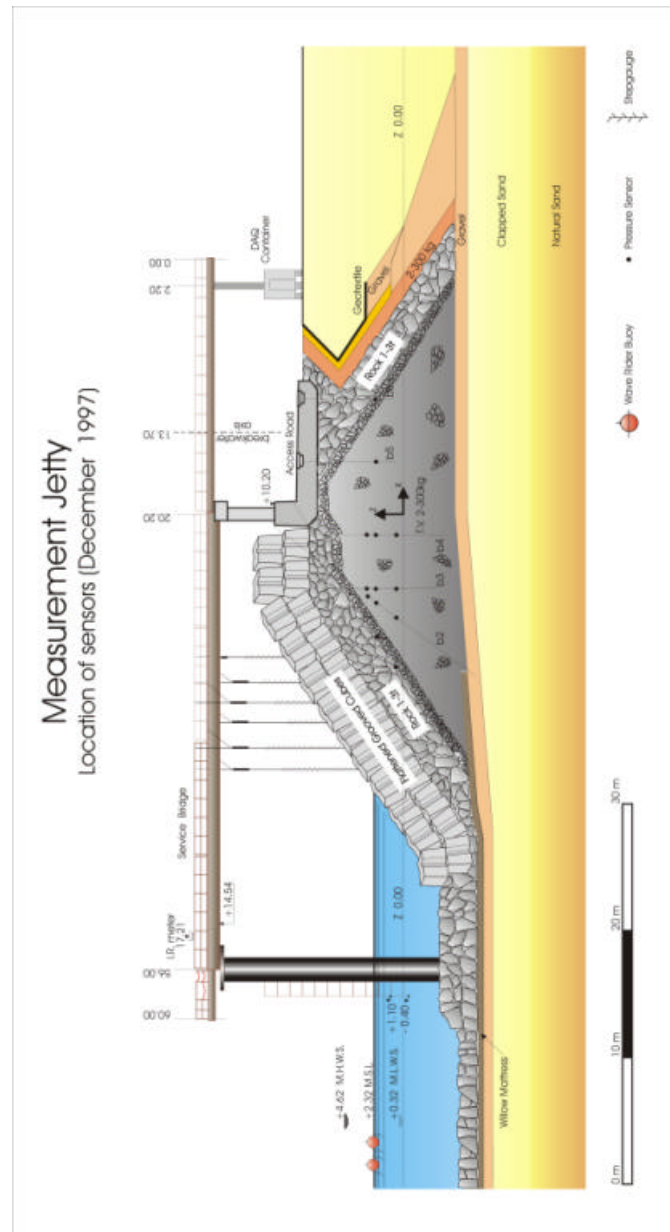


Fig. 4.2. Dwarsdoorsnede van de stortsteengolfbreker te Zeebrugge, ter plaatse van de sectie met de prototype meetopstelling, met overzicht van de geïnstalleerde instrumentatie.

Bij het ontwerp zijn volgende golfkarakteristieken gehanteerd, met ontwerpwaterpeil op $Z +6.76$ m: significante golfhoogte $H_s = 6.20$ m, maximale piekperiode $T_p = 9.0$ s. Het kruinpeil van de golfbreker is $Z +12.4$ m.

Vóór de Belgische kust is een aanzienlijke getijstrooming aanwezig. Deze strooming bereikt ter plaatse van de meetopstelling een maximale snelheid van 1.80 m/s (bij springtij) één uur voor hoogwater. De maximale snelheid bij eb bedraagt 0.5 m/s. Meer informatie over de tijdstrooming ter plaatse van de haven van Zeebrugge is terug te vinden in de stroomatlas van de Vlaamse banken (1986).

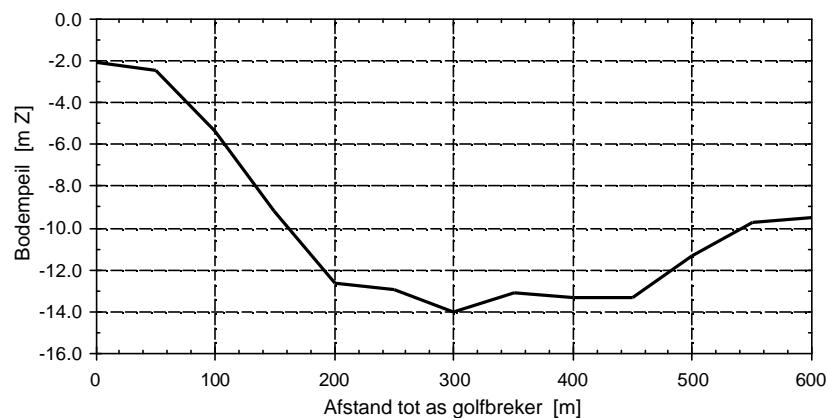


Fig. 4.3. Bodemtopografie vóór de meetopstelling, over een afstand van 600 m.

4.2.2 Prototype meetopstelling op de N.W. stortsteengolfbreker

De meetopstelling, die ten behoeve van de prototype metingen opgebouwd is op de N.W. golfbreker, bestaat uit een meetbrug, boorgaten in de kern en een meetkeet. Fig. 4.4 bevat een overzichtsfoto van de meetopstelling. Sporadisch wordt de benaming 'daminstrumentatie' gebruikt om het geheel aan te duiden.

De meetbrug is een stalen brug met lengte 60 m, geplaatst in sectie P2861 van de Noordwestelijke golfbreker (zie Fig. 4.1). De meetbrug wordt ondersteund door een stalen paal (diameter 1.80 m) die geplaatst is in zee vóór de teen van de dam, en twee betonnen pijlers op de kruin van de dam. Deze meetbrug verschaft plaats voor de montage van een aantal instrumenten en de bekabeling, en verzekert -via een trapladder op de betonnen pijler- een vlotte toegankelijkheid van de meetopstelling boven de golfbreker. Aan de zeewaartse zijde van de stalen paal zijn eveneens instrumenten aanwezig.



Fig. 4.4. *Overzichtsfoto van de prototype meetopstelling op de N.W. stortsteengolfbreker van de buitenhaven van Zeebrugge.*

Zes boorgaten (met diameter ongeveer 180 mm) zijn in de kern van de golfbreker geboord: vier verticaal geplaatste (b3, b4, b5 en b6), en twee schuine (b1 en b2). De hellingshoek van de schuine boorgaten bedraagt respectievelijk $\alpha_{b1} = 31^{\circ}46'$ en $\alpha_{b2} = 53^{\circ}38'$, volgens plangegevens. Opmetingen ter plaatse in november 1995, m.b.v. een druksensor die was gemonteerd onderaan een buis gevuld met water, resulteren in de berekende waarden $\alpha_{b1} = 35.99^{\circ}$ en $\alpha_{b2} = 54.09^{\circ}$. In de boorgaten zijn gegal-

vaniseerde stalen voerbuizen met diameter 140 mm aangebracht. De voerbuizen variëren in lengte van 7.5 m (in b4 en b5) tot 26 m (in b1). In de voerbuizen zijn gaten aangebracht om de permeabiliteit van het omgevende materiaal na te bootsen. Op deze wijze verstoren de ingebrachte buizen het natuurlijke meetmilieu niet. De oppervlakte van de gaten per eenheidsoppervlakte buis stemmen overeen met de geschatte porositeit van het kernmateriaal ($n \approx 0.30$). Ter bescherming van de voerbuizen is telkens een betonnen beschermingsbuis (met diameter 300 mm) aangebracht bovenaan het boorgat. Op de foto van Fig. 4.5.a zijn de beschermingsbuis en de voerbuis in het boorgat b5 duidelijk zichtbaar.

In elke buis kunnen tot vier druksensoren tegelijk aangebracht worden op verschillende hoogtes. De druksensoren en bekabeling zijn beschermd door een kunststof behuizing (zie verder in par. 2.4.2). Tussen de opeenvolgende druksensoren in één buis is een afdichting aangebracht om direct contact tussen de sensoren onderling, en met de buitenlucht erboven, te vermijden (Fig. 4.5.b). Deze afdichting bestaat uit cirkelvormige gewapende rubber-schijfjes, met ingesneden buitenranden voor het verhogen van de flexibiliteit bij (de-)montage in het boorgat.



Fig. 4.5. (a) *Bovenaanzicht van stalen voerbuis met betonnen beschermingsbuis in boorgat b5.*
(b) *Afdichting tussen druksensoren onderling en met de buitenlucht in boorgat b4.*

De elektrische bekabeling van de instrumenten wordt via de meetbrug over de dienstweg naar een meetkeet geleid. De meetkeet is een omgebouwde 20 voet container, geplaatst op paaltjes van 1 m hoog om overtoppend zeewater en zand vrije (onder-)doorgang te geven. Het doel van deze meetkeet is het

beschermen van alle elektrische en elektronische apparatuur, en het verschaffen van een leefruimte voor de operator. Volgende faciliteiten zijn voorzien: voeding met stroomstabilisator, verlichting en verwarming, air-conditioning, rekken voor de signaalconditionering, PC met data acquisitiesysteem, telefoon en modemverbinding.

In december 1994 is een peilmeting uitgevoerd om het Z peil van de belangrijkste punten van de meetopstelling op te meten. Met behulp van de peilen van deze punten kan de positie van de instrumenten nauwkeurig bepaald worden. De resultaten van deze peilmeting zijn impliciet verwerkt in de verdere beschrijving van de meetopstelling en de instrumentatie.

In de kern van de golfbreker is zand geïnfiltreerd sinds de constructie ervan. Deze zandinfiltratie is merkbaar als een vaste zandbodem die aanwezig is in de boorgaten, en is hoogstwaarschijnlijk een gevolg van baggerwerken en opspuitingen in de buurt van de meetopstelling. Het peil van het zand in de boorgaten is opgemeten in december 1994. De resultaten zijn verzameld in Tabel 4.1. De evolutie van het zandpeil in functie van de tijd is niet opgemeten, er wordt verondersteld dat dit peil relatief constant is.

boorgat	peil zandbodem [Z]
b3	+0.10
b4	+0.60
b5	+0.90
b6	+2.20

Tabel 4.1. *Opgemeten peilen (in december 1994) van de zandbodem in de boorgaten, t.g.v. zandinfiltratie in de kern van de golfbreker.*

4.3 Instrumentatie

4.3.1 Inleiding

De fysische processen die optreden bij de interactie tussen de golven en de stortsteengolfbreker worden geregistreerd m.b.v. een aantal meet-

instrumenten. In deze paragraaf worden de verschillende types instrumenten voorgesteld. Voor een gedetailleerde beschrijving van de installatie en de performantie van de instrumentatie, en de opgedane ervaringen gedurende de voorbije 10 jaar, wordt verwezen naar Troch et al. (1998) in Bijlage A, en naar de uitgebreide rapportering van De Somer et al. (1995).

Fig. 4.2 geeft eveneens een overzicht van alle instrumenten die geïnstalleerd zijn sinds 1994. De invallende golfkarakteristieken worden bepaald m.b.v. twee golfmeetboeien (E: waverider buoys), een infra-rood golfhoogtemeter (E: I.R. wave height meter) en twee druksensoren (E: pressure sensors) die aan de voorzijde van de paal, onder water, geplaatst zijn. De golfoploop en -afloop wordt geregistreerd met een zestal vertikaal geplaatste stappenbaken (E: stepgauges) langs het zeewaartse talud, en met een op de deklaagelementen geplaatste oploopbaak. De indringing van de golfwerking in de kern van de golfbreker wordt opgemeten m.b.v. 13 druksensoren die gepositioneerd zijn in de 6 boorgaten.

De selectiecriteria die bij aankoop en plaatsing van deze prototype-instrumentatie gehanteerd werden, zijn:

- een goede betrouwbaarheid in zeewatermilieu, voornamelijk tijdens storm;
- een goede toegankelijkheid tijdens plaatsing, en bij calibratie en onderhoud van de instrumenten;
- een betrouwbare voedingsvoeding van de instrumenten, en betrouwbare datatransfer naar de computer.

4.3.2 Golfmeetboeien

Twee golfmeetboeien zijn geplaatst op resp. 150 m en 215 m (loodrechte) afstand van het talud van de golfbreker. Deze boeien meten de golfkarakteristieken net vóór de golfbreker. Informatie over het golfklimaat op grotere afstand van de golfbreker is beschikbaar via het Belgische Hydro-Meteo-Systeem met metingen ter plaatse van de A2-boei (op 5 km van de golfbreker), de Akkaert-boei (30 km) en de Westhinder-boei (46 km).

Fig. 4.6 toont beide golfmeetboeien (Waverider, Datawell, Nederland), samen met een detailtekening, zoals ze geplaatst zijn bij de meetopstelling te Zeebrugge. Uitgebreide technische documentatie van de Waverider is opgenomen in Bijlage B (Technische documentatie instrumentatie). De diameter van de golfmeetboei is 0.9 m. De boei drijft op het water en

ondergaat een versnelling ten gevolge van de golfwerking. De verticale versnelling wordt opgemeten m.b.v. een (passief gestabiliseerde) accelerometer in de boei. Na dubbele integratie van deze versnelling, zendt de boei (draadloos) een signaal tussen -1 V en +1 V uit, evenredig met de golfverheffing, naar een ontvangsteenheid (Datawel Digital Waverider Receiver-DIWAR, Fig. 4.6.c) opgesteld in de meetkeet. Vóór het signaal naar de data-acquisitiekaart van de computer geleid wordt, wordt het spanningssignaal eerst versterkt naar een bereik tussen 0 V en +10 V m.b.v. de 7B30-08-2 signaalconditioneringsmodule van Analog Devices.



(a)



(c)



(b)

Fig. 4.6. (a) Positie van de twee golfmeetboeien vóór de meetopstelling, op resp. ongeveer 150 m en 215 m van het talud van de golfbreker;
 (b) Detailtekening van een opengewerkte golfmeetboei;
 (c) DIWAR ontvangsteenheid in de meetkeet.

De golfmeetboei wordt bevestigd aan een rubberpees (lengte 10 m), die met een lange kabel (30 m) verbonden is aan een gewicht (500 kg) dat op de zeebodem ligt. De flexibiliteit van de rubberpees laat de boei toe om de golf te volgen. Het drijfvermogen van de boei verhindert dat deze onder water gedompeld wordt (met bijhorend verlies van ontvangst van het signaal) tot de (gecombineerde) actie van 18 m hoge golven en 3 m/s tijdstroming. Bij maximale stroomsnelheid van de tijdstroming te Zeebrugge is geobserveerd dat de boei gedeeltelijk onder water gesleept wordt. Dit zorgt voor een verstoorde dynamica van het meetsysteem, en het is te verwachten dat de meetnauwkeurigheid (beperkt) afneemt tijdens deze periodes.

Ten gevolge van de sterke tijdstroming bewegen bovendien de meetboeien aanzienlijk gedurende één getijcyclus, en is hun exacte locatie niet nauwkeurig gekend. De initiële bedoeling van het plaatsen van twee golfmeetboeien met tussenafstand 65 m was het toepassen van de reflectieanalyse van Goda en Suzuki (1976), om de reflectiecoëfficiënt te kunnen begroten aan de hand van metingen op twee locaties. Echter deze methode vereist een nauwkeurige positionering van de meetpunten. Fig. 4.7 toont de variatie van de positie van beide meetboeien gedurende 12 uur, opgemeten op 29 april 1994 met tijdsintervallen van 10 minuten. De amplitude van de beweging is ongeveer 70 m voor boei WR25, en ruim 100 m voor boei WR24. Gezien deze bewegingen, is de methode van Goda bijgevolg niet toepasbaar. Eén meetboei is in principe voldoende om golfkarakteristieken te bepalen. Echter de tweede meetboei wordt beschouwd als een 'reservemeting', want de kennis van het golfklimaat vóór de golfbreker is van primordiaal belang.

De boei zelf wordt aan land geijkt, gemonteerd in een zgn. 'draaiend wiel' waarvan de versnelling exact kan bepaald worden. De DIWAR ontvangst-apparatuur wordt op zijn beurt geijkt in de meetkeet m.b.v. een 'ijkzender' die een aantal frequenties, overeenkomstig met een gekende verheffing, uitzendt.

Het belangrijke verloop van de transfer functie voor de meetboeien is weergegeven in de technische documentatie in Bijlage B. De meetboei meet correct de versnellingen in het frequentiebereik tussen 0.6 Hz (1.7 s) en 0.06 Hz (17 s). Dit frequentiebereik stemt overeen met het frequentiebereik van de windgolven die ter plaatse aanwezig zijn. Echter de periodieke bewegingen met periode groter dan 17 s worden niet correct weergegeven (dit is een gevolg van het integratieproces). Een golfmeetboei is bijgevolg

niet geschikt voor de opmeting van het getij! De fabrikant specificeert de nauwkeurigheid als 1.5 % F.S.

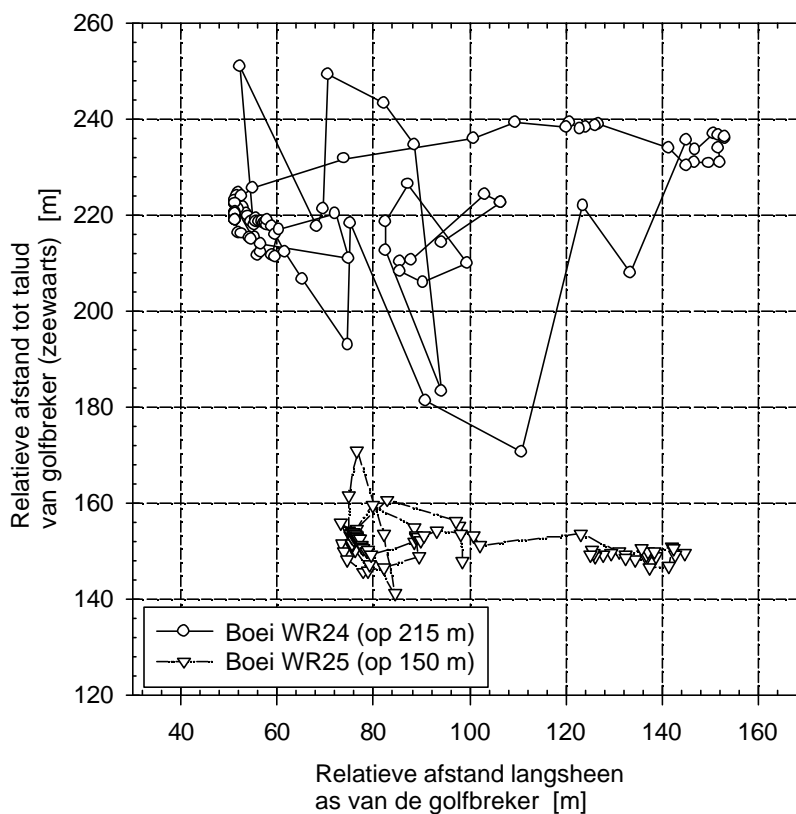


Fig. 4.7. *Typische bewegingen van de twee golfmeetboeien gedurende één getijcyclus. De posities zijn opgemeten met een tijds-interval van 10 minuten.*

4.3.3 Infra-Rood golfhoogtemeter

Het waterpeil aan de teen van de golfbreker wordt opgemeten door een Infra-Rood golfhoogtemeter (kortweg IRmeter), die gemonteerd is bovenaan de meetbrug ter plaatse van de stalen paal, en door twee druksensoren die

geplaatst zijn onder water aan de zeewaartse zijde van de paal. De druksensoren zijn van hetzelfde type als de druksensoren gebruikt in de kern van de golfbreker, en worden in de betreffende paragraaf besproken.

De IRmeter (Thorn EMI Electronics, Groot-Brittannië), Fig. 4.8, meet de tijd die verloopt tussen het uitzenden van een infrarode lichtpuls, en het terug ontvangen van deze lichtpuls na reflectie op het wateroppervlak. De afstand tussen de IRmeter en het wateroppervlak wordt vervolgens berekend m.b.v. de gekende, en constant veronderstelde, snelheid van de lichtpuls. Deze afstand wordt als een continu proportioneel uitgangsspanningssignaal tussen 0 V en +5 V geleverd. Fig. 4.15.b toont de IR-module die zorgt voor de voeding en de uitlezing van de IRmeter. Een reeks filters en elektronische signaalverwerking minimaliseert het effect van zonlicht, mist en reflectie ten gevolge van regen en spray. De effectieve openingshoek van de lichtstraal is tussen 0.5° en 1° , en zorgt voor een voldoende klein reflectieoppervlak op het zeewater zodat kan gesproken worden van een puntmeting.



Fig. 4.8. *Infra-rood golfhoogtemeter met zij- en onderaanzicht, en de plaatsing op de meetbrug, beschermd door een 'zonnekap'.*

De IRmeter heeft een diameter van 290 mm, en het nulpunt (de lens) is gepositioneerd op peil Z +17.21 m. Het volledige bereik van dit toestel ligt tussen 6 m en 50 m. De IRmeter wordt te Zeebrugge gebruikt voor het opmeten van afstanden tussen 10 m en 20 m, en is bijgevolg voor dit bereik gekalibreerd. De kalibratieresultaten, samengevat in Fig. 4.20, tonen aan dat dit toestel zeer nauwkeurig meet, en een goede lineariteit bezit. De fabrikant specificeert de nauwkeurigheid als beter dan $\pm 1\%$ over het bereik 10-50 m. Dit toestel is sinds 1986 geïnstalleerd, en heeft intussen een aantal pannes doorgemaakt. De kwaliteit van de IRdata dient nauwlettend gecontroleerd te worden.

4.3.4 Druksensoren

In de kern van de golfbreker zijn druksensoren aangebracht in de zes boorgaten. Het ontwerp en de installatie van deze sensoren is gebaseerd op volgende vereisten: snelle en flexibele plaatsing op elk niveau in elk boorgat, en gemakkelijke (de-)montage voor onderhoud en calibratie, materiaalkeuze van de druksensoren en van de bescherming gebaseerd op de bestendigheid tegen het mariene milieu waarin ze geplaatst zijn. Sinds 1994 zijn dertien druksensoren geplaatst op drie verschillende niveaus in de kern van de golfbreker, voor het opmeten van de poriënwaterspanningen ter studie van golfindringing en -demping. Bovendien zijn twee druksensoren aan de voorzijde van de paal geplaatst voor het opmeten van het waterpeil, via een drukmeting onder water.

4.3.4.1 Sensor

De druksensoren zijn van het type PTX 160/D of recenter, PTX 161/D (Druck, Leicester, Groot-Brittannië). Fig. 4.8 toont de definitieschets. Dit type is ontworpen voor de specifieke toepassing van drukmetingen in nauwe boorgaten. Het sensor lichaam is van titanium, en aldus corrosiebestendig. De lengte van het lichaam is 200 mm, de diameter is 17.5 mm. Een polyurethaan kabel (diameter 8 mm) is waterdicht verbonden met het sensor lichaam, en bevat een kevlar kern, afgeschermd elektrische draden, en een nylon venting buisje (met diameter 1.6 mm). De kevlar kern verschaft sterkte aan het geheel, de elektrische bekabeling zorgt voor de voeding van de elektronica in de sensor en voor de uitvoer van de uitgangsspanning.

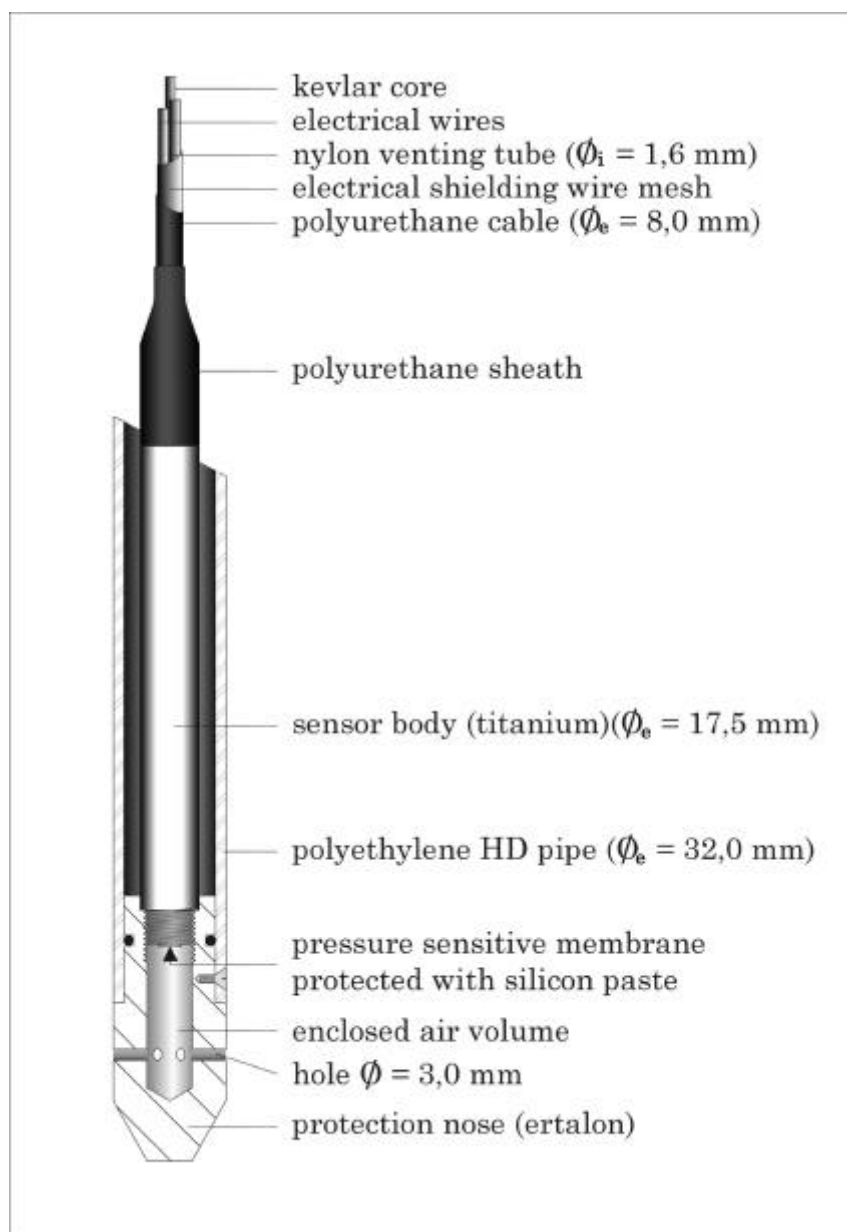
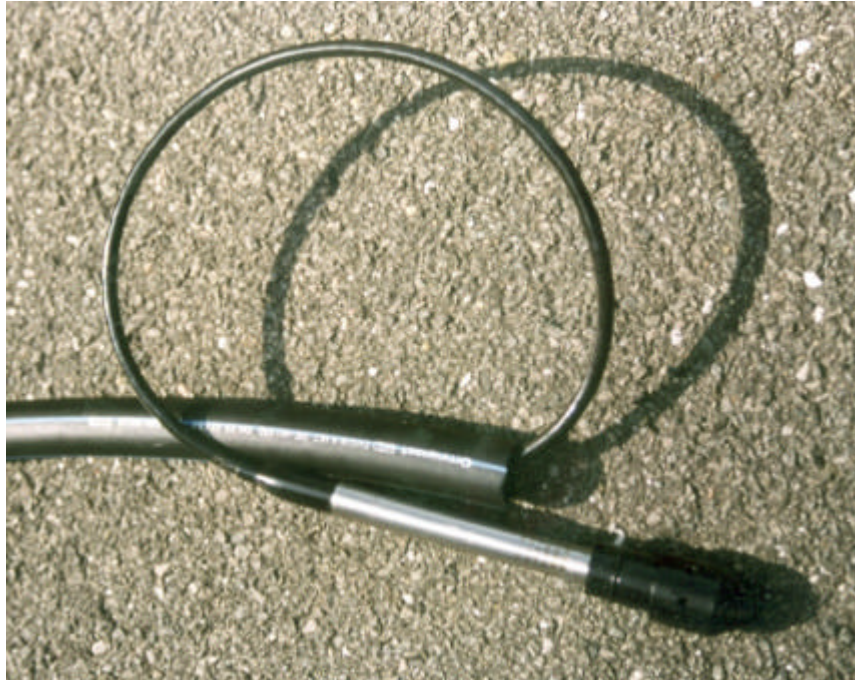
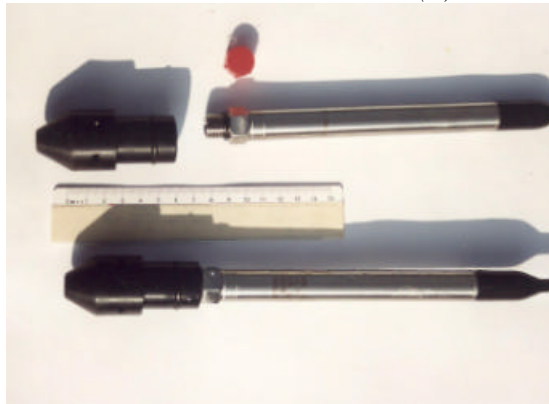


Fig. 4.9. *Definitieschets van de druksensor Druck PTX 161/D, met beschermende bekleding.*



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.10. (a) Druksensor met ertalon beschermkop, vóór montage in de beschermende PEbuis;
(b) Detail van de druksensor en de ertalon beschermkop;
(c) Druksensor beschermd door de kop en de PEbuis, net vóór plaatsing in een boorgat.

De druksensor bestaat uit twee hoofdcomponenten, een transducer en een transmitter. De transducer 'vertaalt' de op het silicium membraan uitgeoefende (water-)drukvariatie naar een elektrische spanningsvariatie. De transmitter moduleert de stroom van de voeding tussen 4 mA en 20 mA, overeenkomstig deze spanningsvariatie. De ondergrens van 4 mA stemt overeen met de ondergrens van het drukbereik van de sensor, de bovengrens van 20 mA stemt overeen met de bovengrens van het drukbereik. Het operationele drukbereik van de sensor wordt bij fabricatie vastgelegd. In de meetopstelling te Zeebrugge is gebruik gemaakt van drie verschillende drukbereiken: -0.125 bar tot +3.375 bar, -0.5 bar tot 1.5 bar en -0.5 bar tot 3.5 bar. De sensoren hebben een toelaatbare overdruk van 6 maal de maximale druk. De voedingsspanning dient in het bereik tussen 9 V DC en 30 V DC te liggen. De lineariteit van de metingen wordt door de fabrikant gespecificeerd als $\pm 0.1\%$ over de volledige schaaluitwijking (F.S.). Het operationele temperatuurbereik ligt tussen -2° en $+30^{\circ}$ met slechts 0.3% fout over de volledige schaaluitwijking. De technische documentatie van de druksensoren is bijgevoegd in Bijlage B.

De druksensoren meten volgens de relatieve drukmeting, d.w.z. dat de druk wordt opgemeten relatief t.o.v. de atmosfeerdruk (E: gauge pressure). Deze atmosfeerdruk wordt tot aan de achterzijde van het membraan gebracht via het nylon 'venting' buisje (met diameter 1.6 mm). Het andere uiteinde van het venting buisje, in de meetkeet, is open, en blootgesteld aan de atmosfeerdruk. Het wordt in een speciaal daarvoor voorziene behuizing (Fig. 4.15.d) beschermd tegen stof- en vochtindringing. De behuizing is voorzien van kiezelgel (E: silica gel) met vochtigheidsindicator. Kiezelgel is een korrelig (diameter 1 à 3 mm) droogmiddel. Dit meetprincipe is verschillend van de absolute drukmeting, waar de druk gemeten wordt relatief t.o.v. een vaste referentiedruk die aanwezig is aan de achterzijde van het membraan, in een afgesloten kamer.

Vooraan de paal zijn eveneens twee druksensoren geplaatst op een ladderconstructie. Deze sensoren bevinden zich steeds onder water, met tussenafstand 1.50 m. Het doel is m.b.v. een drukmeting, de verheffing ter plaatse van de paal te bepalen, via vergelijking (8.21). Op deze wijze wordt een ontdebbling van de IRmeter bekomen. De druksensoren blijken meer bedrijfszeker te zijn dan de IRmeter of de golfmeetboeien. Deze onrechtstreekse golfmeting schept een aantal problemen die de nauwkeurigheid van het resultaat beïnvloeden: de positie van de sensoren onder water is moeilijk exact te bepalen; de paal beïnvloedt de golfkinematica zodat de sensoren een gewijzigde golf meten, de golven ter

plaatse van de paal zijn bovendien sterk niet-lineair aangezien ze in zeer ondiep water lopen en bijna beginnen te breken.

4.3.4.2 Signaalconditionering

De kabel van de druksensor wordt via de meetbrug over de dienstweg naar de meetkeet geleid, waar deze verbonden is met een signaalconditionerings-module (Analog Devices, type 7B35-01-2). Het doel van deze module is tweevoudig. Enerzijds zorgt de module voor een geïsoleerde voedingsspanning voor de elektronica in het sensorlichaam, anderzijds bevat ze een elektronische eenheid die de stroommodulatie (4-20 mA) omzet naar een spanningsmodulatie (2-10 V). Deze uitgangsspanning tussen 2 V en 10 V is een lineaire functie van de door de sensor gemeten waterdruk, en wordt via de isolatieversterkers naar het data-acquisitiesysteem gebracht voor bemonstering.

4.3.4.3 Bescherming van sensor en kabel

De totale kabellengte van de druksensoren bedraagt ongeveer 70 m. Deze kabel is kwetsbaar, en wordt tegen slijtage en inwerking van weer en wind beschermd door een polyethyleen hoge dichtheidsbuis (PE-HD 010 DIN 19533) met interne diameter 25 mm, en externe diameter 32 mm. De PE-buis heeft een lengte van 33 m.

De door de fabrikant voorziene beschermingskop van het sensormembraan wordt vervangen door een ertalon kop van eigen ontwerp, die bestand is tegen stoten bij het in- en uitschuiven van de sensorbuizen in de boorgaten. De buitendiameter van deze kop heeft dezelfde afmetingen als de PE-buis (Fig. 4.9), en eindigt conusvormig. Dit zorgt voor een vlot in- en uitschuiven zonder haperen. De kop heeft verder 6 radiaal geboorde gaatjes met diameter 6 mm. Via deze gaatjes kan het water in een cilindervormige kamer in de kop tot aan het membraan reiken, en wordt zo voor de drukoverdracht van de buitenomgeving naar het membraan gezorgd. Het membraan wordt beschermd tegen stof- en vuildeeltjes door een dun laagje siliconenpasta (P4, Wacker-Chemie, München, Duitsland).

Tot drie PE-buizen met druksensoren worden in één boorgat ingebracht. De buizen worden op hun plaats gehouden door een bevestigingsmechanisme in hout en roestvrij staal, bovenaan het boorgat. Een stalen ring wordt aangebracht op de beschermingsbuis van het boorgat, en ondersteunt een bevestigingsmechanisme in tropisch hout. Dit bevestigingsmechanisme

klemt tot vier PE-buizen (Fig. 4.11.a). Tenslotte zorgen een aantal houten constructies, bevestigd aan de betonnen pijlers en aan de balustrade van de meetbrug, voor het netjes geleiden en opbergen van de PE-buizen (Fig. 4.11.b).



Fig. 4.11. (a) *Bevestigingsmechanisme voor PE-buizen met druksensoren in boorgat, met roestvrij stalen ring en kleminrichting in tropisch hout, rond een betonnen beschermingsbuis;*
(b) *Opberging en geleiding van de bekabeling op de meetbrug, over de dienstweg naar de meetkeet toe.*

4.3.5 Stappenbaken en oploopbaak

Een aantal stappenbaken, vertikaal tussen talud en meetbrug geplaatst, meet het profiel van de golfoploop en -afloop op de golfbreker. Elke stappenbaak is 3 m lang, en bevat 16 elektrodes met tussenafstand 200 mm. Fig. 4.12 toont een overzicht van de stappenbaken, zoals deze gemonteerd zijn in de meetopstelling te Zeebrugge. De bijhorende elektronica registreert voor elke stappenbaak hoeveel elektrodes ondergedompeld zijn in het zeewater. Op deze wijze kan de positie van het wateroppervlak bepaald worden. Uit de posities ter plaatse van de verschillende stappenbaken wordt tenslotte het oploopeil bepaald.

Dit type instrument zal in het kader van dit proefschrift niet verder behandeld worden. Voor een gedetailleerde beschrijving van de stappenbaken, de bijhorende elektronica, de performantie van dit type instrument, de ontworpen algoritmes voor de bepaling van de golfoploop, en de analyse van de prototype golfoploop-metresultaten, wordt verwezen naar Troch et al. (1998) in Bijlage A. De bespreking van deze meetresultaten wordt uitgebreider voorgesteld in De Rouck et al. (1998) en Verdonck et al. (1999).



Fig. 4.12. *Stappenbaak geplaatst tussen deklaag en meetbrug, voor de detectie van het golfploopprofiel.*

Naast de stappenbaken, is een oploopbaak gemonteerd op de deklaag-elementen (Fig. 4.13). Het meetprincipe van deze baak vertoont veel gelijkenis met de klassieke golfploop-metingen op schaalmodellen in laboratoria. De meetelektronica is identiek aan de elektronica voor de vertikaal geplaatste stappenbaken. Dit toestel is eveneens ter vervollediging van de beschrijving van de meetopstelling te Zeebrugge vermeld, maar zal niet verder gebruikt worden. Opnieuw wordt verwezen naar Verdonck et al. (1999) voor meer informatie.



Fig. 4.13. *Oploopbaak geplaatst op de deklaagelementen voor de detectie van het golfploopprofiel.*

4.3.6 Overzicht van instrumentatie

Naast de reeds beschreven instrumentatie van de meetopstelling, worden nog enkele bijkomende gegevens verzameld: winddata (snelheid, richting) ter plaatse van het meteopark aan de P. Van Damme sluis, getijgegevens in het Brittaniadock. Deze gegevens worden door de Vlaamse overheid verzameld via het Hydro-Meteo-Systeem, en zijn welwillend ter onzer beschikking gesteld.

In Tabel 4.2. wordt een kort overzicht gegeven van de aangewende types instrumentatie, de positie in de meetopstelling en het functioneel gebruik ervan, en de wijze van data transfer naar de meetkeet voor data acquisitie.

Instrument	Positie	Functie	Data transfer
2 golfmeetboeien	150 en 215 m van golfbreker talud	golfcondities	telemetrisch
IRmeter	op meetbrug, ter hoogte van paal	golfcondities, getij	kabel (analoog)
2 druksensoren	vooraan de paal, onder water	golfcondities, getij	kabel (analoog)
13 druksensoren	in de kern, op drie horizontale peilen	drukcondities	kabel (analoog)
6 stappenbaken	vertikaal, tussen meetbrug en talud	golfoploop en -afloopprefiel	kabel (analoog)
1 oploopbaak	langsheen talud, op deklaagelementen	golfoploop en -afloopprefiel	kabel (analoog)

Tabel 4.2. *Overzicht van de instrumentatie van de meetopstelling, met de positie, functioneel gebruik en data transfer type.*

4.4 Beschrijving van het data acquisitiesysteem

4.4.1 Inleiding

Alle elektrische kabels van de instrumenten worden naar de meetkeet geleid, waar de uitgangsspanningen bemonsterd worden m.b.v. een data acquisitiesysteem. Dit systeem is gemakshalve onder te delen in twee onderscheiden acties: de on-line acquisitie of bemonstering van de signalen (te Zeebrugge), en de off-line data processing of de verder verwerking van de opgemeten data (op kantoor). Fig. 4.14 bevat het algemene schema van de data acquisitie en data processing. Hierna worden de belangrijkste elementen van beide acties samengevat.

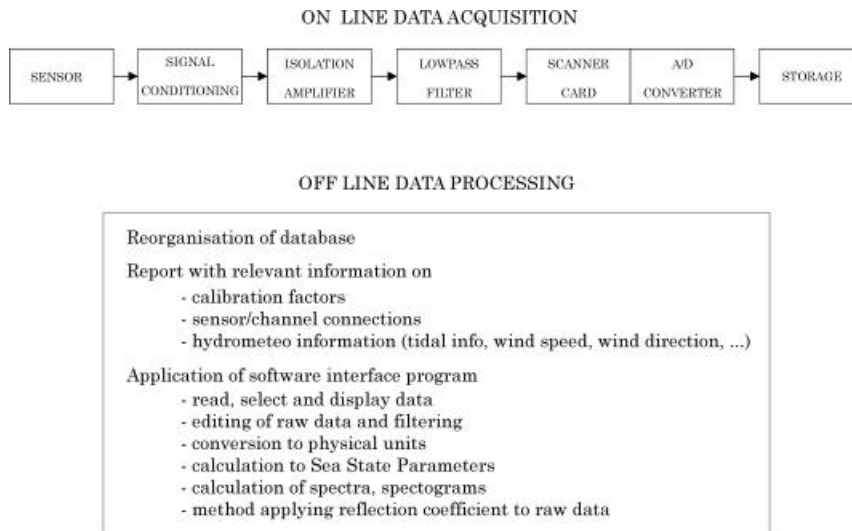


Fig. 4.14. *Schema van het data acquisitiesysteem en van de data processing. Bron: Troch en De Rouck (1998).*

4.4.2 On-line data acquisitie

De sensor registreert een fysische input via het membraan (b.v. waterdruk) en produceert een analoge elektrische output (een elektrische stroom), evenredig met de grootte van de geregistreerde fysische input. De analoge output wordt via afgeschermd elektrische bekabeling over relatief grote afstand (70 m tot 100 m) naar de meetkeet geleid, waar een ganse reeks elektronische manipulaties doorlopen wordt (Fig. 4.14).

Elke sensor heeft zijn toegewezen signaalconditionerings-eenheid (Fig. 4.15.a,c), die zorgt voor individuele voeding en omzetting van de stroommodulatie naar spanningsmodulatie tussen 2 V en 10 V, proportioneel met het fysische meetbereik.

De (spannings-)output van de signaalconditionering wordt naar individuele isolatieversterkers (E: isolation amplifier) (Fig. 4.15.e) van het type AD210 (Analog Devices) geleid. Deze isolatieversterkers zorgen voor een volledige galvanische scheiding tussen het sensorcircuit en het data acquisitiesysteem. Op deze wijze worden zgn. grondlussen (E: ground-loops) vermeden. Een volledige beschrijving van de isolatieversterker AD210 is gebundeld in Bijlage B.

Vervolgens is een analoge laagdoorlaatfilter aanwezig (in de kast van de isolatieversterkers) teneinde aliasing (Bijlage C) te vermijden. De analoge filtering dient te gebeuren vóór het bemonsteren van het spanningssignaal. Het doel van het toepassen van een analoge filter is het doorlaten van de signaalfrequenties die lager zijn dan een vooraf ingestelde afsnijfrequentie (E: cutt off frequency) f_{co} . De signaalfrequenties die groter zijn dan f_{co} worden slechts doorgelaten met een gereduceerde amplitude. Voor de toepassing in de meetopstelling te Zeebrugge is een actieve tweede orde laagdoorlaatfilter van het Butterworth type ontworpen, met volgende vereisten voor de amplitudereductie of de versterking (E: amplification):

1. versterking kleiner dan $\frac{1}{1.2} = 0.83$ (1.5 dB) voor $f \leq 1$ Hz;
2. versterking groter dan $\frac{1}{10} = 0.10$ (20 dB) voor $f = 4$ Hz.

Het Bode diagram in Fig. 4.14.b toont het theoretische verloop van de versterking (of de amplitudereductie) in functie van de frequentie. Aan beide vereisten is voldaan. De analoge filter is gebouwd m.b.v. de AD542 "operational amplifier" module (Analog Devices). Er is telkens één filter per meetkanaal voorzien. Meer technische informatie, de berekeningen, het opbouwschema van het elektronisch schema en de uitgevoerde testen zijn terug te vinden in De Somer et al. (1995).

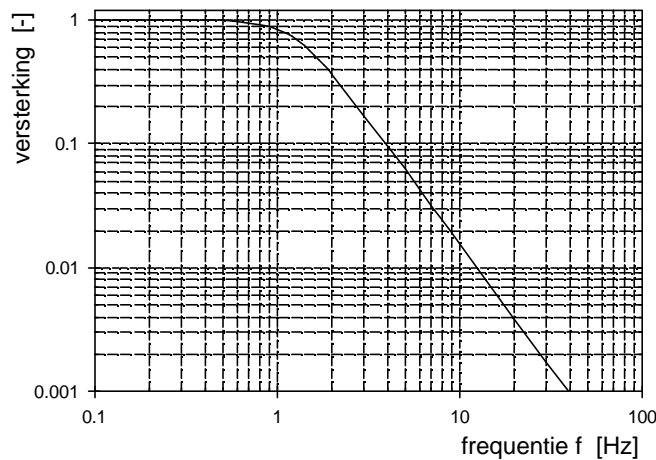


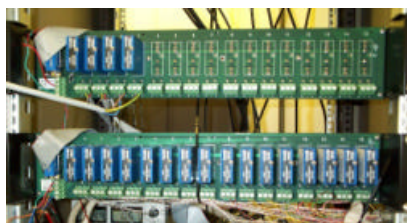
Fig. 4.14.b Bode diagram met verloop van de versterking van de 2^e orde Butterworth laagdoorlaatfilter in functie van de frequentie.



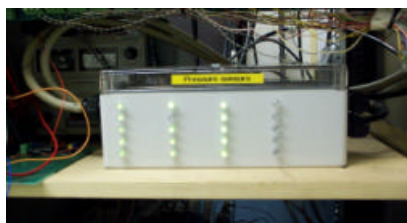
(a)



(b)



(c)



(d)



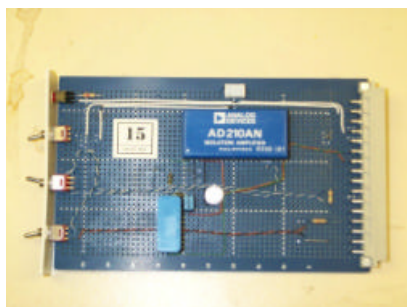
(e)



(g)



(f)



(h)



In een computer is een data-acquisitiekaart aangebracht, die de analoge signalen bemonstert en omzet naar digitale informatie, waarna de data opgeslagen worden op harde schijf. Tot eind '95 is gebruik gemaakt van een Hewlett Packard werkstation (HP217 microcomputer), inclusief een multi-programmer (HP6944A) voor bemonstering van de signalen, een harde schijf eenheid van 50 MB, en een tape-drive voor data transfer. Een volledige beschrijving van deze hardware, met de bijhorende meetsoftware, is terug te vinden in Haecon (1988). Vanaf begin '96 is een moderne personal computer ingeschakeld (Dell Optiplex Pentium 133 MHz, harde schijf 2 GB, Fig. 4.14.h), met een acquisitiekaart van National Instruments (type AT-MIO-64F-5). De meetsoftware, ontwikkeld in-huis, is geschreven in de LabVIEW programmeertaal. De karakteristieken van beide data acquisitiekaarten zijn samengevat in Tabel 4.3.

De bemonsteringsfrequentie is ingesteld op $f_s = 10$ Hz. De maximale te verwachten frequentie in het meetsignaal van golfmeetboeien en druksensoren is ongeveer 1 Hz, zodat reeds $f_s = 2$ Hz (de klassieke bemonsteringsfrequentie voor golfsignalen van golfmeetboeien) voldoende lijkt. Om een historische link met de eerste meetresultaten te behouden, is geopteerd om de initiële 10 Hz te behouden.

Onderschrift bij figuur op vorige bladzijde

Fig. 4.15. *Apparatuur in de meetkeet te Zeebrugge, behorende bij de on-line data acquisitie van de prototype stormmetingen:*

- (a) Detailbeeld van de twee types signaalconditionerings-modules 7B30 en 7B35;*
- (b) IR-module voor voeding en uitlezing van de IRmeter;*
- (c) Overzicht van signaalconditioneringsmodules, ingebouwd op bevestigingsplaat;*
- (d) Behuizing waarin venting buisjes van druksensoren uitmonden, met LED ter aanduiding van werking van sensor, en kiezelgel;*
- (e) Open en gesloten doos met 9 isolatieversterkers en voeding, ingebouwd in rek in meetkeet;*
- (f) Overzicht van data acquisitiesysteem met PC;*
- (g) Detail van afgewerkte printplaat met isolatieversterker en analoge filter;*
- (h) Vooraanzicht van elektronische module van de verticale stappenbaken, met LEDs ter aanduiding van opgemeten golfprofiel.*

	National Instruments AT-MIO-64F-5	Hewlett Packard multiprogrammer HP6944A
aantal kanalen [-]	32 DI(*) 64 SE(*)	64
maximale bemonsteringsfrequentie f_s [samples/s]	200 k	50
resolutie [bits]	12	12
meetbereik [V]	$\pm 5, 0$ tot 10	-10.24 tot 10.235

(*) DI: differentieel, SE: single ended verbonden met meetkaart

Tabel 4.3. *Karakteristieken van de data acquisitiekaarten.*

Verder is geopteerd om alle meetsignalen te bemonsteren aan dezelfde frequentie $f_s = 10$ Hz. Deze meetfrequentie stelt aan de apparatuur geen enkel performantieprobleem. De harde schijf van de (huidige) computer heeft een opslagcapaciteit van 2 GB, en laat toe om alle 32 kanalen aan 10 Hz te bemonsteren gedurende 37 dagen. Om de 14 dagen worden de ruwe data via een draagbare harde schijf (met parallelle verbinding naar de PC) overgebracht naar kantoor voor verdere verwerking. Na veilige opslag van deze data wordt de harde schijf te Zeebrugge gewist.

Tenslotte is in Fig. 4.16 een overzicht gegeven van de ketting van de on-line data acquisitie, van sensor, over elektronische apparatuur tot acquisitiekaart in de computer.

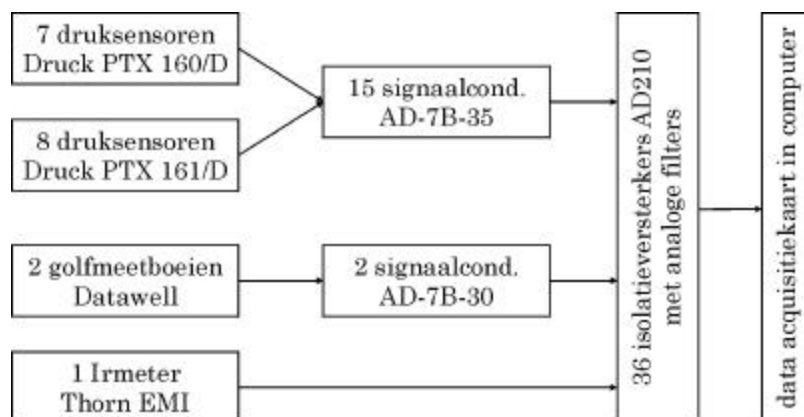


Fig. 4.16. *Overzicht van de ketting van de on-line data acquisitie, van sensoren tot data acquisitiekaart in computer.*

4.4.3 Off-line data processing

De ruwe data worden in binair formaat opgeslagen. Elk databestand bevat de data van alle kanalen gedurende exact 15 minuten. De ruwe databestanden worden vooreerst, per kwartier, gesorteerd naar één bestand per kanaal. Deze reorganisatie laat achteraf een eenvoudiger verdere verwerking toe. Alle relevante meteorologische informatie van de betreffende storm, en alle calibratie- en positie-gegevens, nuttig bij de analyse van de prototype meetresultaten worden toegevoegd. Op deze wijze wordt een databank opgebouwd voor elke stormsessie (zie par. 4.6).

De ruwe data worden geëditeerd, d.w.z. dat de kwaliteit van de data gecontroleerd wordt via een aantal algoritmes uit te voeren door de computer, en via visuele controle. Deze data editing gebeurt op drie verschillende niveaus met toenemende graad van 'intelligentie':

- niveau 1: controle op volledigheid en grootte van gegevensbestanden;
- niveau 2: opzoeken van pieken en andere anomalieën in het signaal;
- niveau 3: interpretatie van de berekende golfkarakteristieken, spectrogrammen, ...

Na de data-editing worden de data (opgeslagen in bit-waarden) omgezet naar fysische eenheden (b.v. druk, of verheffing) en kan de analyse starten.

In het kader van een Europees MAST II project is een software pakket ontwikkeld voor het inlezen van de data vanuit een bestand, het afbeelden op scherm van de tijdreeksen, het selecteren van delen van deze tijdreeksen en de analyse van de geselecteerde tijdreeks (Van Hove en Van Immerseel, 1994). Het software pakket, met een sterk modulaire structuur, is geschreven in ANSI C, en draait in een UNIX omgeving. Een grafische gebruikers-interface laat toe de bibliotheek van ingebouwde analyse-functies toe te passen. Een korte beschrijving van de belangrijkste 'tools' is opgenomen in Troch et al. (1996).

Met de overschakeling naar een PC meetcomputer is voor de data verwerking eveneens gebruik gemaakt van analyse software geschreven in de LabVIEW programmeertaal.

4.5 Meetnauwkeurigheid en ijking van instrumenten

4.5.1 Meetnauwkeurigheid van data acquisitiekaart

De meetnauwkeurigheid van de meetkaart in het data acquisitiesysteem is afhankelijk van:

- De **resolutie** van de meetkaart.
De meetkaart heeft een 12 bits resolutie, dit betekent dat er $2^{12} = 4096$ bits beschikbaar zijn om het volledige meetbereik van de meetkaart te 'overspannen'. Eén bit is de kleinste schaalverdeling van het meetproces. Klassiek verwijst men hiernaar m.b.v. de term Least Significant Bit (LSB). Zowel de meetkaart van de HP multiprogrammer als de NI DAQkaart hebben deze zelfde 12 bits resolutie.
- Het **meetbereik** van de meetkaart.
De meetkaart heeft een bepaald spanningsbereik waarbinnen de analoge ingangsspanning bemonsterd wordt. Dit meetbereik bedraagt van -10.24 V tot $+10.235 \text{ V}$ voor de HP multiprogrammer, of het volledige meetbereik is 20.48 V . Voor de NI DAQkaart is het meetbereik gelegen tussen 0 V en $+10.0 \text{ V}$, met volledig meetbereik gelijk aan exact 10.0 V .

Meetkaart	Resolutie [bit]	Meetbereik [V]	LSB [mV/bit]	Conversiefactor [bit/V]
HP multi-programmer	4096	20.48	5.0	200.0
NI DAQkaart	4096	10.0	2.44	409.6

Tabel 4.4. *Meetnauwkeurigheden van de aangewende meetkaarten in de meetopstelling.*

Combinatie van resolutie en meetbereik levert de meetnauwkeurigheid die door de data acquisitiekaart bereikt wordt. Voor de HP multiprogrammer betekent dit dat er 4096 bits beschikbaar zijn om het meetbereik van 20.48 V te overspannen, of $\text{LSB} = 1 \text{ bit} = 20.48/4096 = 5.0 \text{ mV}$. Anders uitgedrukt spreekt men van de conversiefactor 200 bit/V. Voor de NI DAQkaart is $\text{LSB} = 10.0/4096 = 2.44 \text{ mV}$, met conversiefactor 204.8 bit/V. Tabel 4.4 bevat een overzicht van de meetnauwkeurigheden van de meetkaarten.

4.5.2 Meetnauwkeurigheid van instrumenten

4.5.2.1 Druksensoren

De uitgangsspanning V_{out} van alle sensoren in het data acquisitiesysteem is geconditioneerd op het spanningsbereik tussen 2.0 V en 10.0 V. Deze uitgangsspanning V_{out} (in V) heeft bovendien een lineair verband met de opgemeten fysische grootte. Voor de druk p (in kPa) gemeten m.b.v. de druksensoren geldt bijgevolg het lineaire verband:

$$p = aV_{\text{out}} + b \quad (4.1)$$

met richtingscoëfficiënt of helling a [kPa/V] en offset b [kPa]. Deze waarden a , b worden via ijking van de druksensor experimenteel bepaald, en worden ijkingfactoren genoemd.

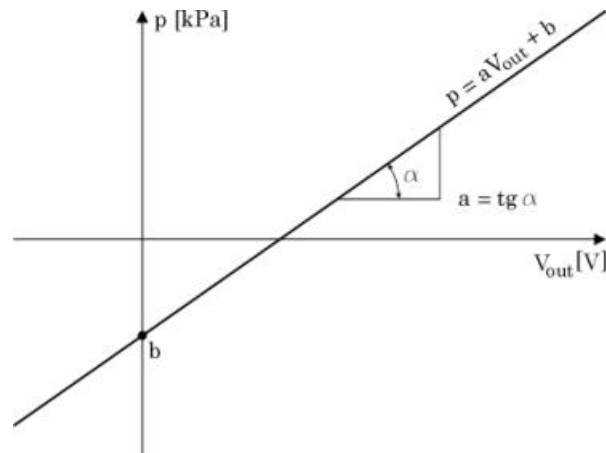


Fig. 4.17. Lineair verband tussen druk p en uitgangsspanning V_{out} , met ijkingfactoren a, b .

De ijkingfactoren voor de druksensoren kunnen eveneens theoretisch bepaald worden, uitgaande van het gekende theoretische spanningsbereik tussen 2.0 V en 10.0 V en het gekende fysische drukmeetbereik, ingesteld door de fabrikant. Met behulp van Tabel 4.4 en Fig. 4.17 worden deze theoretische ijkingfactoren voor de drie types druksensoren bepaald: Tabel 4.5.

Druk sensor type	Druk bereik [bar]	Δp [bar]	$p = 0$ bar bij: [V]	$V_{\text{out}} = 0$ V bij: [bar]	Helling a [kPa/V]	Offset b [kPa]
PTX 160/D	-0.125 tot +3.375	3.50	2.286	-1.0	43.75	-100.0
PTX 161/D	-0.5 tot +3.5	3.50	3.0	-1.0	25.0	-100.0
PTX 161/D	-0.5 tot +1.5	2.0	4.0	-1.5	50.0	-150.0

Tabel 4.5. Theoretische ijkingfactoren a, b voor druksensoren met drie verschillende meetbereiken.

Het is gebruikelijk om de helling a uit te drukken in de eenheid [kPa/bit] in plaats van [kPa/V]. Deze operatie combineert de meetnauwkeurigheid van de sensor met deze van de meetkaart, en geeft een globaal beeld van de bereikte meetnauwkeurigheid van het data acquisitiesysteem. Gebruik makend van de LSB waarde (in Tabel 4.4) als omzettingsfactor levert dit (voor de HP multiprogrammer) de ijkingfactoren op, zoals verzameld in Tabel 4.6. Een andere gebruikelijke eenhedenconversie behelst het herrekenen van de (hydrostatische) druk (in kPa) naar meter waterkolom volgens de hydrostatische drukwet:

$$p = \rho_{zw} g h \quad (4.2)$$

met dichtheid van het zeewater $\rho_{zw} = 1026.0 \text{ kg/m}^3$, en graviteitsversnelling $g = 9.81 \text{ m/s}^2$. Uit vergelijking (4.2) volgt dat $1 \text{ kPa} = 9.935 \times 10^{-2} \text{ mzw}$ is (mzw staat voor meter (zout-)waterkolom), en hiermee kan de helling a eveneens in de eenheid [mzw/bit] uitgedrukt worden (Tabel 4.6).

4.5.2.2 Golfmeetboeien

De verheffing η is lineair evenredig met de uitgangsspanning V_{out} volgens:

$$\eta = aV_{out} + b \quad (4.3)$$

met ijkingfactoren a [m/V] en b [m]. Volgens de fabrikant zijn de theoretische waarden van de ijkingfactoren $a = 5.0 \text{ m/V}$, en $b = 0 \text{ m}$. De helling kan worden geconverteerd naar de eenheid [m/bit] m.b.v. de conversiefactor LSB (Tabel 4.6).

4.5.2.3 IRmeter

De afstand d_{IR} tussen lens en wateroppervlak is lineair evenredig met de uitgangsspanning V_{out} volgens:

$$d_{IR} = aV_{out} + b \quad (4.4)$$

met theoretische ijkingfactoren $a = 10 \text{ m/V}$, $b = 0 \text{ m}$ volgens de fabrikant (Tabel 4.6).

Uit Tabel 4.6 volgt verder dat de kleinste schaalverdeling van de 3 types druksensoren, de golfmeetboeien en de IRmeter, uitgedrukt in cmzwc/bit, respectievelijk 2.18, 1.24, 2.48, 2.5 en 5.0 bedraagt. Deze LSB waarde wordt ook de resolutie van het instrument ingeschakeld in het meetsysteem, genoemd. Deze resolutie wordt ruim voldoende geacht voor de prototype metingen.

Type sensor	a [kPa/V]	b [kPa]	a [kPa/bit]	b [kPa]	a [mzwc- /bit]	b [mzwc]
PTX 160/D (+3.375 bar)	43.75	-100.0	0.219	-100.0	0.0218	-9.93
PTX 161/D (+1.5 bar)	25.0	-100.0	0.125	-100.0	0.0124	-9.93
PTX 161/D (+3.5 bar)	50.0	-150.0	0.250	-150.0	0.0248	-14.90
	a [m/V]	b [m]	a [m/bit]	b [m]		
golfmeet- boeien	5.0	0	0.025	0		
IRmeter	10.0	0	0.05	0		

Tabel 4.6. *Theoretische ijkingfactoren (volgens de fabrikant) van de verschillende types instrumenten in de meetopstelling. Voor de conversie van de eenheden is gebruik gemaakt van LSB (HP multiprogrammer) = 0.005 V, met $\rho_{zw} = 1026.0 \text{ kg}^3$, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$.*

Voor de NI DAQkaart zal de resolutie nog met een factor 2 verbeterd worden, aangezien het meetbereik van deze meetkaart gehalveerd wordt t.o.v. het meetbereik van de HP multiprogrammer. De nauwkeurigheid van de meetkaarten is puur mathematisch nog te verbeteren door de uitgangsspanningen te versterken zodat het fysische meetbereik net binnen het beschikbare meetbereik van de meetkaart zou vallen. Echter in dit geval zijn elektronische problemen te verwachten (ruis, drift, ...) die de beoogde nauwkeurigheid niet doen behalen.

4.5.3 IJking van instrumenten

4.5.3.1 Druksensoren

Een typisch voorbeeld van het resultaat van het ijken van de druksensoren is weergegeven in Fig. 4.18, voor sensor PR10 (S/N 3498). Deze ijking is op 19 september 1994 uitgevoerd. Uit deze figuur blijkt dat de druksensor een goede lineariteit bezit in het opgelegde drukbereik tussen 0 en 80 kPa.

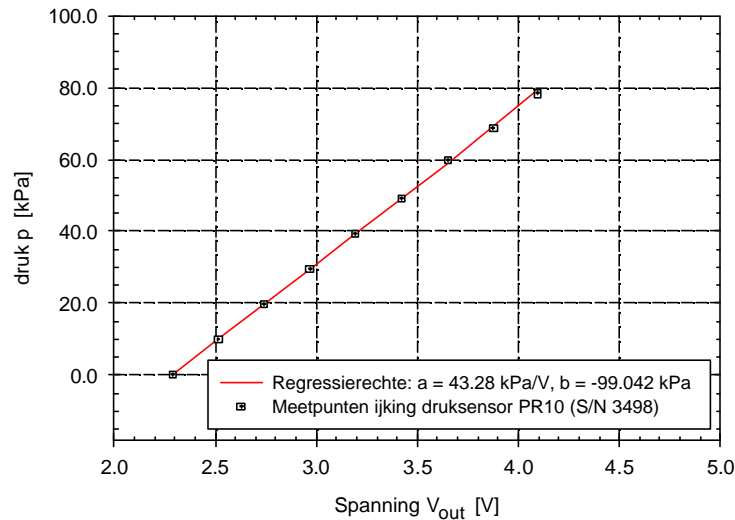


Fig. 4.18. *Ijking van druksensor PR10 (S/N 3498): lineair verband (4.1) tussen druk p en uitgangsspanning V_{out} , bekomen na lineaire regressie doorheen meetpunten.*

Het uitvoeren van de ijking stemt in principe overeen met het aanbrengen van een gekende druk op het sensormembraan, en het registreren van de bijhorende uitgangsspanning van de sensor. De druk wordt aangebracht door ofwel de druksensor in een waterkolom te brengen, over een bepaalde afstand ondergedompeld met een aldus gekende waterdruk-hoogte, ofwel met behulp van een drukkalinibrator (Druck, toestel ter beschikking sinds 1998) die automatisch de kalibratiedruk aanbrengt en de spanning uitleest. Uit ervaring is gebleken dat de drukkalinibrator de meest nauwkeurige ijkingresultaten oplevert.

4.5.3.2 Golfmeetboeien

Als voorbeeld van de ijking van de golfmeetboeien, wordt in Fig. 4.19 de ijkingcurve voor WR24 (geijkt op 27 april 1994 te Zeebrugge) weergegeven. Dit toestel blijkt eveneens een zeer goede lineariteit te bezitten.

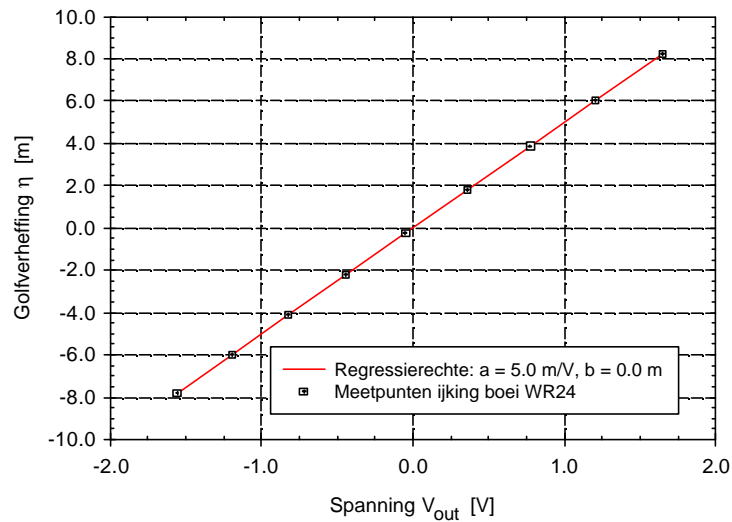


Fig. 4.19. *Ijking van golfmeetboei WR24: lineair verband tussen golfverheffing h en uitgangsspanning V_{out} , bekomen na lineaire regressie doorheen meetpunten.*

4.5.3.3 IRmeter

De ijking van de IRmeter in het labo op 19 april 1994 is als voorbeeld weergegeven in Fig. 4.20. Deze ijking is uitgevoerd m.b.v. een conventioneel projectiescherm als reflecterend oppervlak. De afstand tussen de IRmeter en het scherm is opgemeten m.b.v. een Zeiss afstandsmeter. Het bereik tussen 10 m en 20 m is geijkt, met grootste resolutie rond 12 m en 17 m resp. Dit bereik stemt overeen met het werkelijke meetbereik van de IRmeter tijdens stormmetingen. Het resultaat is opnieuw een zeer lineair meettoestel.

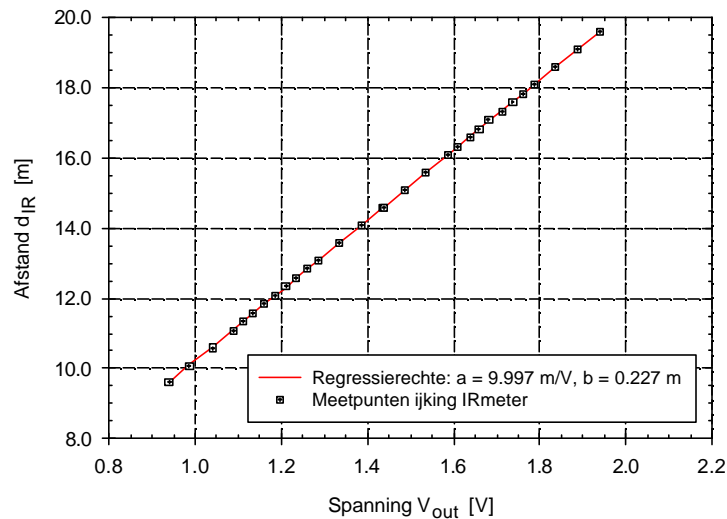


Fig. 4.20. *Ijking van Infra-Rood meter IR22: lineair verband tussen afstand d_{IR} en uitgangsspanning V_{out} , bekomen na lineaire regressie doorheen meetpunten.*

4.6 Databank met prototype meetgegevens

4.6.1 Data catalog

In deze paragraaf wordt een overzicht gegeven van de beschikbare prototype meetgegevens uit stormmetingen sinds 1988 tot op heden (februari 2000). De ruwe meetgegevens worden samengebracht in een data catalog. De data catalog bevat daarnaast nog algemene informatie over de stormmetingen, die nodig is bij de verdere analyse van de meetgegevens. Deze algemene informatie bevat o.a.: de meetperiode, de sensoren die gebruikt zijn tijdens de meetsessie, de kwaliteit van de meetsignalen van de sensoren, de hydro-meteo informatie (gegevens over getij, wind, en golven), en tenslotte opmerkingen m.b.t. de meetsessies. De data catalog fungeert uiteindelijk als een handleiding voor de gebruiker van de prototype metingen. Met behulp van deze handleiding kan de gebruiker de gepaste selectie maken uit de databank met prototype meetgegevens, waarop hij verdere analyse zal toepassen.

Tabel 4.8 bevat een overzicht van de documenten van de data catalog van de prototype meetgegevens tussen 1988 en 2000.

Periode	Document Nr.	Document titel
01/03/88 - 01/02/90	CMC1187/050	Summary of new measurements - Data Catalogue
28/04/94 - 15/11/94	CMC1187/123	Summary of new measurements - Data Catalogue
29/12/94 - 25/01/95	CMC1187/147	Summary of new measurements - Data Catalogue
01/01/98 - heden	MAS03/1009	Data Catalogue OPTICREST project

Tabel 4.8. *Overzicht van de verschillende documenten van de data catalog voor de prototype meetgegevens van de meet-opstelling te Zeebrugge.*

4.6.2 Beschikbare stormmetingen

Tijdens de periode 1988 - 2000 zijn heel wat meetgegevens opgemeten en in de databank verzameld. Tabel 4.9 bevat een overzicht van alle beschikbare stormen, waarbij de druksensoren in de kern aanwezig zijn. Deze stormmetingen zijn ingedeeld in 4 verschillende periodes 3, 4 5 en 6. Deze indeling vergemakkelijkt de verzameling van de informatie (i.e. positie druksensoren, ijkingfactoren, ...) per periode. De periodes 1 en 2 (tussen 1988 en 1994) zijn hierna niet opgenomen aangezien deze slechts testmetingen en kalibratiemetingen bevatten. Voor alle stormen geldt dat de wind uit N.W.-richting komt, en bijgevolg is er steeds loodrechte golfaanval t.p.v. de meetopstelling. De naamgeving (*YYMMDD*) verwijst naar de datum van de stormmeting.

Periode	volgnr.	stormmeting
3	1	950101
4	2	950827
5	3	980106
	4	980301
	5	980309
	6	980528
6	7	991104
	8	991117
	9	991203

Tabel 4.9. *Overzicht van beschikbare prototype stormmetingen in databank, waarbij druksensoren beschikbaar zijn.*

4.6.3 Positie van de instrumenten

Het assenkruis is gedefinieerd zoals aangegeven in Fig. 4.2, met x-as positief naar de landwaartse richting toe ($x = 0$ in het midden van de betonnen pijler), en z-as positief naar boven toe ($z = 0$ valt samen met referentievlak Z).

De positie van de druksensoren in elk boorgat is op onrechtstreekse wijze bepaald. Eerst is het peil van de bovenzijde van elk boorgat bepaald door middel van een niveaumeting (waterpassing), vervolgens is de lengte van de beschermingsbuis van elke druksensor exact afgemeten, zodat het peil van de druksensor uiteindelijk kan bepaald worden. Fig. 4.21 toont de positie van alle druksensoren in de kern.

De coördinaten (X_s, Z_s) van alle instrumenten zijn uiteindelijk verzameld voor verder gebruik, bijvoorbeeld voor periode 3, in Tabel 4.10. Daarnaast zijn eveneens de ijkingfactoren (a, b) voor periode 3 verzameld in dezelfde Tabel 4.10. Deze informatie is samengebracht in de infofile van elke stormmeting, zodat de ruwe databestanden kunnen omgezet worden van bitwaarden naar fysische grootheden zoals druk (in kPa) voor druksensoren, en golfve rheffing (in m) voor IRmeter en golfmeetboeien.

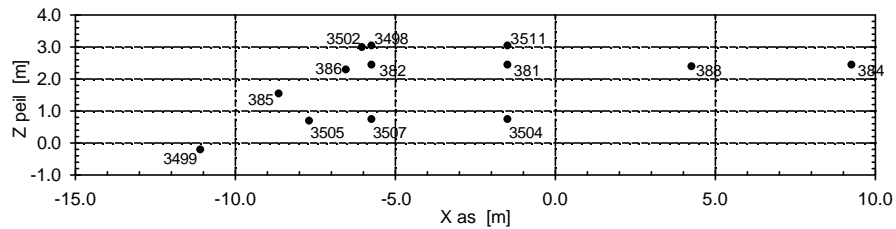


Fig. 4.21. Schematische weergave van de positie van de druksensoren in de kern van de golfbreker, overeenkomstig Tabel 4.10

volg- nr.	sensor	S/N	type + kanaal	X_s [m]	Z_s [m]	a [kPa/bit] of [m/bit]	b [kPa] of [m]	Dh [kPa] of [m]
1	IRmeter	-	IR22	-32.35	17.38	-0.050	-0.32	0.119
2	golfmeetboei	-	WR24	-215.0	0.0	0.0250	0.0	0.0
3	golfmeetboei	-	WR25	-150.0	0.0	0.0250	-0.010	0.0
4	druksensor	3498	PR10	-5.72	2.995	0.2164	-99.042	-0.169
5	druksensor	3499	PR11	-11.08	-0.240	0.2162	-97.802	0.790
6	druksensor	3502	PR12	-6.04	2.978	0.2180	-99.273	3.168
7	druksensor	3504	PR13	-1.47	0.683	0.2189	-99.236	-1.642
8	druksensor	3505	PR14	-7.70	0.678	0.2188	-99.596	0.632
9	druksensor	3507	PR16	-5.72	0.695	0.2179	-98.674	-1.840
10	druksensor	3511	PR17	-1.47	2.983	0.2181	-98.889	-1.031
11	druksensor	381	PR18	-1.47	2.283	0.125	-100.0	0.840
12	druksensor	382	PR19	-5.72	2.295	0.125	-100.0	0.371
13	druksensor	384	PR20	9.27	2.376	0.125	-100.0	-0.325
14	druksensor	385	PR21	-8.63	1.535	0.125	-100.0	1.976
15	druksensor	386	PR26	-6.55	2.273	0.125	-100.0	1.842
16	druksensor	388	PR27	4.27	2.371	0.125	-100.0	0.0
17	druksensor(p)	383	PR28	-37.6	-0.39	0.124	-99.476	0.0
18	druksensor(p)	137	PR29	-37.6	1.11	0.247	-149.024	0.0

Tabel 4.10. (X_s, Z_s) coördinaten, ijkingfactoren (a, b) en correctieterm Δh voor druksensoren, IRmeter en golfmeetboeien, geldig voor periode 3.

Vooraleer de stormmetingen verder geanalyseerd worden, is een laatste controle doorgevoerd. Het doel van deze beperkte correctie is het wegwerken van de foutjes in positionering van de verschillende sensoren. Gebruik makend van de hiervoor bepaalde positie van de druksensoren en van de ijkingfactoren, wordt in een meetsessie tijdens 'kalm weer' (i.e. zeeoppervlak zonder golven) gecontroleerd of alle druksensoren én de IRmeter dezelfde hydrostatische watertafel aanduiden. Tijdens kalm weercondities is het aanneembaar dat het waterpeil vóór en in de golfbreker (i.e. het Stil Water Peil S.W.P.) hetzelfde is. Eén druksensor wordt als referentiesensor aangeduid (sensor 388). Op het ogenblik van hoogwater wordt de gemiddelde waarde van de tijdreeks van elke sensor, met duurtijd 15 minuten, berekend (Fig. 4.22). De correctie Δh wordt berekend als het verschil in gemiddelde waarde tussen de referentiesensor 388 en de betreffende sensor.

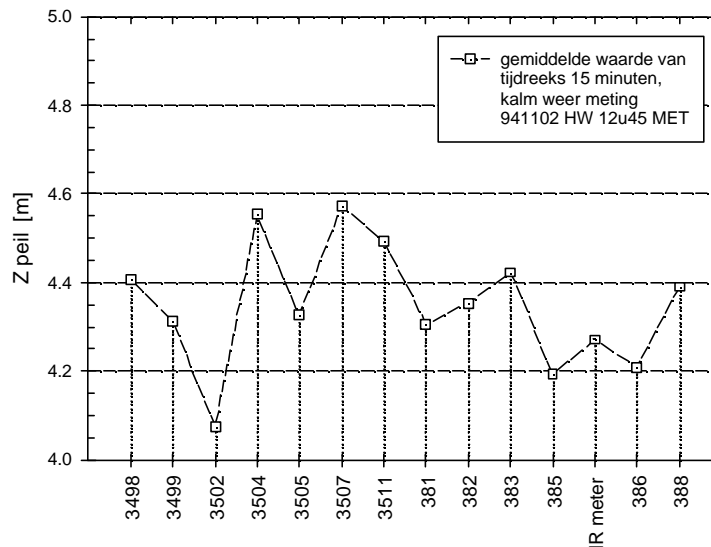


Fig. 4.22. Berekening van de gemiddelde waarde van de tijdreeks van elke sensor, met duurtijd 15 minuten, voor de kalm weer meting 941102 bij HW om 12u45 MET.

Zo wordt voor elke sensor de correctieterm Δh bepaald, die bijgevoegd wordt bij de offsetwaarde b van de ijkingfactoren. Tabel 4.10 bevat alle correctietermen voor de sensoren, geldig voor periode 3. Voor de andere periodes zijn soortgelijke correctietermen bepaald en in rekening gebracht. Uit Tabel 4.10 blijkt dat deze correctieterm Δh beperkt blijft tot gemiddeld 12 cm, met maximum waarde 31.5 cm voor sensor 3502 (die niet correct blijkt te werken, en bijgevolg als niet betrouwbaar gecatalogeerd wordt). Een voorbeeld van de gecorrigeerde waterpeilen wordt weergegeven in Fig. 4.23. Uit deze figuur blijkt dat alle druksensoren hetzelfde SWP registreren. De IRmeter registreert eveneens hetzelfde SWP, maar vertoont een grotere spreiding te wijten aan de aanwezigheid van (kleine) golven vóór de golfbreker.

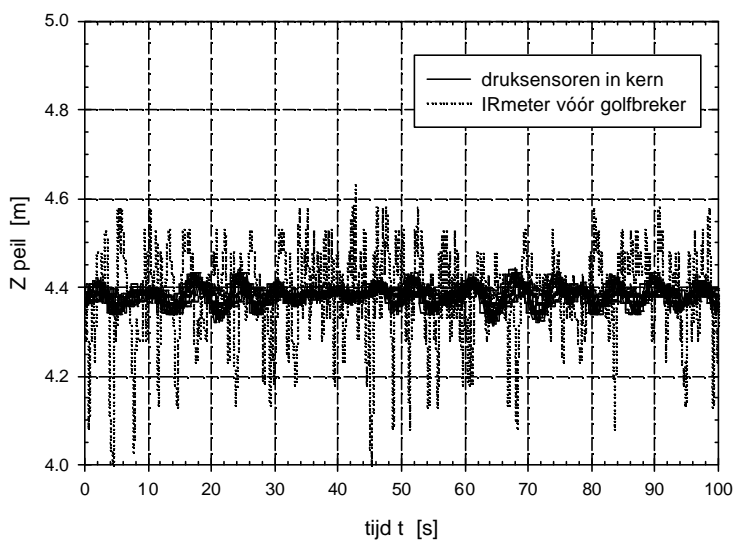


Fig. 4.23. Voorbeeld van aanpassing van offsetwaarde, met gecorrigeerde waterpeilen geregistreerd door de druksensoren tijdens de 'kalm weer'-meting 941102.

4.7 Besluit

In de haven van Zeebrugge is een meetopstelling gebouwd in een sectie van de NW-stortsteengolfbreker. Met behulp van deze meetopstelling zijn prototype meetgegevens verzameld voor de experimentele studie van de golfinteractie met de golfbreker. De meetopstelling en de prototype meetgegevens zijn uniek in de wereld.

De meetopstelling is gedurende de laatste 5 jaar uitgebouwd tot een volledig autonoom meetsysteem met 'state-of-the-art' instrumentatie en data acquisitie. De prototype meetgegevens hebben vooraf een intensieve kwaliteitscontrole ondergaan en zijn (goed gedocumenteerd) beschikbaar in een databank. Het opstellen van deze databank was één van de hoofddoelstellingen van dit proefschrift. De meetgegevens kunnen zowel binnen onze eigen onderzoeksgroep als door derden verder gebruikt worden in het kader van ruimer fundamenteel wetenschappelijk onderzoek.

In dit werk wordt de analyse van de prototype meetgegevens beperkt en geconcentreerd tot golfmetingen vóór de golfbreker en poriëndrukmetingen in de kern van de dam, ten behoeve van de studie van de interne drukattenuatie. Nog andere belangrijke instrumentatie is geïnstalleerd voor het opmeten van b.v. golfoploop en golfovertopping. De preliminaire analyse van deze fysische processen voorspelt ophefmakende meetresultaten (cf. Bijlage A), doch valt buiten het kader van dit proefschrift.

De gedetailleerde beschrijving van de infrastructuur, de instrumentatie en het data-acquisitiesysteem van de meetopstelling vormt het hoofdaspect van dit hoofdstuk. Samen met de beschrijving van de meetnauwkeurigheid van het geheel zorgt dit voor een goed fysisch inzicht in wat nu juist opgemeten is, met welke beperkingen en foutenmarges. Dit inzicht is onontbeerlijk om in volgend hoofdstuk de analyse van de prototype metingen correct en succesvol uit te voeren en te interpreteren.

HOOFDSTUK 5

Experimentele studie van golfinteractie met stortsteengolfbrekers

5.1 Inleiding

In dit vijfde hoofdstuk wordt de golfinteractie met stortsteengolfbrekers bestudeerd, gebaseerd op experimentele meetgegevens. De studie betreft hoofdzakelijk de voortplanting van de golven in de kern van de golfbreker en de daardoor geïnduceerde poriëndrukken en set-up van de freatische watertafel. Andere belangrijke fysische processen zoals golfploop en -overtopping, vallen buiten het kader van dit proefschrift.

Vooraf komen enkele theoretische aspecten aan bod bij de oscillerende poreuze stroming t.g.v. de golfwerking op en in de golfbreker. Hieruit wordt een theoretisch model opgesteld dat verder zal toegepast worden bij de analyse van de experimentele meetgegevens.

Eerst worden de beschikbare experimentele gegevens uit de literatuur verzameld, afkomstig van zowel grootschalige als kleinschalige proeven. Hoewel zeer weinig dergelijke informatie gepubliceerd is, toch is een belangrijke data set van grootschalige proeven beschikbaar. Deze data set (er zal naar deze data set gerefereerd worden met **GWK data set**, zie verder) zal op kritische wijze geanalyseerd worden, en nieuwe informatie omtrent de attenuatie van de poriëndrukken zal eruit afgeleid worden.

Vervolgens zijn ten behoeve van dit proefschrift fysische modelproeven uitgevoerd op een stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie. Het hoofddoel betreft het bekomen van fysische meetgegevens (**AAU data set**) voor de validatie van het numerieke model, maar eveneens het verwerven van persoonlijk inzicht en ervaring in deze materie.

Tenslotte worden de prototype meetgegevens van de meetopstelling te Zeebrugge in detail geanalyseerd. Deze **Zeebrugge data set** is een heel belangrijke component van dit onderzoek, aangezien nooit eerder dergelijke prototype meetgegevens beschikbaar waren voor analyse, en voor vergelijking met andere data sets. Hier past bijgevolg de term 'pionierswerk'.

De AAU data set zal kwalitatief hoogwaardige validatiegegevens leveren voor het validatieproces in par. 9.5, en wordt dan ook daar verder behandeld. De GWK en Zeebrugge data sets zijn afkomstig van volwaardige conventionele stortsteengolfbrekers. Uit de studie van deze experimentele data zullen algemene conclusies geformuleerd worden en zal een praktisch rekenmodel opgesteld worden ter begroting van de door de golven geïnduceerde poriëndrukken in de kern.

5.2 Theoretische aspecten bij oscillerende stroming in poreuze media

Biéssel (1950) beschreef als eerste de oscillerende stroming in een poreus medium, veroorzaakt door periodieke golfbeweging. Dit theoretische studiewerk was gerelateerd aan de problematiek van de golfdemping in permeabele golf-absorptiesystemen en golffilters. De progressieve golf-absorptie van Le Méhauté (1972), zoals verder beschreven in hoofdstuk 6, is een praktisch voorbeeld van een dergelijk absorptiesysteem. Le Méhauté (1958) paste het theoretische werk van Biéssel verder toe, specifiek op stortsteengolfbrekers. Oumeraci en Partenscky (1990) vatten zeer summier de resultaten van beide voorgaande auteurs samen, en illustreren de theorie met een beperkt aantal experimentele resultaten afkomstig van een stortsteengolfbreker op grote schaal.

De theoretische ontwikkelingen van Biéssel (1950) en Le Méhauté (1958) worden hierna met enige aandacht beschouwd, omdat deze de eerste pogingen zijn om de voortplanting van de golfbeweging in een poreuze golfbreker te beschrijven, en omdat sindsdien geen significante vooruitgang geboekt is m.b.t. hun theoretische aanpak. Bovendien stelt de theoretische opbouw ons verder in staat om op kritische wijze de analyse van de in prototype opgemeten poriëndrukken uit te voeren.

Biéssel (1950) veronderstelt dat het water onsamendrukbaar is, en als volmaakte vloeistof (met bijgevolg irrotationele stroming) beschouwd wordt. Onder deze veronderstellingen is de vergelijking van Euler (2.18) toepasbaar, herschreven in de volgende vorm:

$$\nabla \frac{p}{\rho_w} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} - \vec{G} = 0 \quad (5.1)$$

Hierin is p de (poriën-)druk, ρ_w de dichtheid van het water, \vec{V} de (filter)-snelheidsvector, en \vec{G} de zwaartekrachtsvector. De horizontale x -as (positief naar rechts toe) valt samen met de horizontale bodem, de verticale y -as (positief naar boven toe) heeft de waarde $y = 0$ ter plaatse van de bodem. De constante waterdiepte is d . Verder stelt Biéssel dat de zwaartekracht \vec{G} afleidbaar is van een potentiaal functie U , met:

$$\vec{G} = -\nabla U \quad (5.2)$$

In het geval enkel de y -component $g_y = g$ van \vec{G} verschilt van nul, geldt:

$$g = -\frac{\partial U}{\partial y} \quad (5.3)$$

waaruit volgt, na integratie:

$$U = -gy \quad (5.4)$$

Biéssel voegt als additionele aangrijpende kracht, naast \vec{G} , ook een gelineariseerde wrijvingskracht \vec{W} in, met:

$$\vec{W} = c_f \nabla \phi \quad (5.5)$$

In (5.5) is $c_f > 0$ een constante wrijvingscoëfficiënt, ϕ is een snelheidspotentiaal functie (zie 2.21), met

$$\vec{V} = \nabla \phi \quad (2.21)$$

Het inwerken van (2.21), (5.2), (5.4) en (5.5) in vergelijking (5.1) levert als bewegingsvergelijking:

$$\nabla \frac{p}{\rho_w} + \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \nabla(gy) + c_f \nabla \phi = 0 \quad (5.6)$$

De macroscopische convectieve versnellings-(of inertie-)term $(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V}$ wordt verwaarloosd in (5.6), overeenkomstig de discussie in par. 3.4.2. Uit (5.6) volgt verder, na herschikking der termen:

$$\nabla \left(\frac{p}{\rho_w} + \frac{\partial \phi}{\partial t} + gy + c_f \phi \right) = 0 \quad (5.7)$$

zodat, na integratie:

$$\frac{p}{\rho_w} + \frac{\partial \phi}{\partial t} + gy + c_f \phi = \text{cte} \quad (5.8)$$

Deze door Biéssel afgeleide gelineariseerde (zgn. Bernoulli) vergelijking (5.8) wordt door Le Méhauté (1958) veralgemeend voor poreuze media, door het toevoegen van een factor:

$$k_v = \frac{D}{n} \quad (5.9)$$

aan de term $\frac{\partial \phi}{\partial t}$, om rekening te houden met porositeit (n) en inertie-effecten (D):

$$\frac{p}{\rho_w} + k_v \frac{\partial \phi}{\partial t} + gy + c_f \phi = \text{cte} \quad (5.10)$$

De coëfficiënt D karakteriseert de relatieve toename van de doorstroomlengte in het poreuze medium ten gevolge van de aanwezigheid van de korrels. Le Méhauté (1958) stelt als empirische waarde $D \approx 1.4$ voor, Miche (1960) bepaalde de theoretische waarde $D = 1.5$.

Vergelijking (5.10) beschrijft de voortplanting van een tweedimensionale periodieke golf (in het (x, y) -vlak) doorheen een homogeen poreus medium

met porositeit n , en onderworpen aan een lineaire (Darcy-)wrijving met wrijvingscoëfficiënt c_f . De randvoorwaarden zijn:

- (i) de Laplace vergelijking (2.22) (i.e. de continuïteitsvergelijking met onsamendrukbaarheids- en irrotationaliteitsvoorwaarden):

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2.22)$$

- (ii) de dynamische randvoorwaarde aan het wateroppervlak:

$$p = \text{cte} \quad \text{voor } y = \eta(x, t) \quad (5.11)$$

- (iii) de kinematische randvoorwaarde aan de bodem:

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad \text{voor } y = 0 \quad (5.12)$$

Le Méhauté (1958) bepaalt een particuliere oplossing $\phi(x, y, t)$ van vergelijking (5.10) met de gestelde randvoorwaarden (i)-(iii):

$$\phi(x, y, t) = a_0 \exp(-\delta k' x) \left[\cos \delta k' y \cosh k' y \sin(\omega t - k' x) + \sin \delta k' y \sinh k' y \cos(\omega t - k' x) \right] \quad (5.13)$$

met, voor kleine waarden van δ :

$$\omega^2 = \frac{1}{D} g k' \tanh k' d \quad (5.14.a)$$

$$c_f \frac{n}{D} = \delta \omega \left(1 + \frac{2k' d}{\sinh 2k' d} \right) \quad (5.14.b)$$

Hierin is $k' = \frac{2\pi}{L'}$ het golfgetal, met L' de golflengte in het poreuze medium; en is $\omega = \frac{2\pi}{T}$ de pulsatie, met T de golfperiode. Uit (5.14.a) volgt nog, na vergelijking met de dispersie relatie (8.16), dat:

$$L' = \frac{1}{D} \frac{gT^2}{2\pi} \tanh k'd \quad (5.15)$$

Vergelijking (5.15) drukt uit dat de golflengte L' in het poreuze medium functie is van de golflengte L van de invallende golf. Immers, de diep water benadering (met $kd > \pi$) stelt dat $\tanh kd \rightarrow 1$ (en dus ook $\tanh k'd \rightarrow 1$). Zo is in diep water de uitdrukking voor de golflengte te vereenvoudigen tot

$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$ (uit de dispersierelatie 8.16), en wordt vergelijking (5.15) herleid tot:

$$L' = \frac{1}{D} L_0 \quad (5.16)$$

In ondiep water (met $kd < \pi/10$) wordt de benadering $\tanh kd \rightarrow kd$ (en resp. $\tanh k'd \rightarrow k'd$) doorgevoerd. Uit de dispersierelatie (8.16) wordt de golflengte L herleid tot $L = T\sqrt{gd}$, wat in combinatie met (5.15) oplevert:

$$L' = \frac{1}{\sqrt{D}} L \quad (5.17)$$

De amplitude a_0 van de particuliere oplossing (5.13) is de amplitude van de invallende golf met golfhoogte H_0 , die aanwezig is ter plaatse van de rand $x = 0$, i.e. de overgang tussen het water en het poreuze medium.

Oumeraci en Partensky (1990) suggereren op basis van de oplossing (5.13) voor de snelheidspotential, dat 'de omhullende van de drukoscillatie' of 'de drukhoogte' (naar analogie met de uit de verheffing afgeleide golfhoogte), genoteerd $p(x)$, van een periodieke golf die doorheen een stortsteengolfbreker loopt in de x -richting, een exponentiële afname vertoont, volgens:

$$p(x) = p_0 \exp\left(-\delta \frac{2\pi}{L'} x\right) \quad (5.18)$$

met $p(x)$ de drukhoogte (E: pore pressure height) in de poriën van het stortsteenmassief in punt x , p_0 de drukhoogte aan de rand $x = 0$, en δ een dempingcoëfficiënt. Merk op dat verder als terminologie 'poriëndruk' zal gebruikt worden, dit is de druk in een punt in het water dat zich in de poriën van het korrelskelet bevindt.

Bij het uiteindelijke voorgestelde exponentiële model (5.18) voor de demping van de golfbeweging in de kern van de stortsteengolfbreker, zijn een aantal opmerkingen te formuleren:

1. Het gebruikte wrijvingsmodel in (5.5) bevat slechts één term (de component $c_f V$ in x -richting), zodat de wrijving lineair afhankelijk is van de snelheid (vandaar de naam 'gelineariseerd' wrijvingsmodel). Dit stemt overeen met het Darcy stromingsregime (zie par. 3.3.3.3.b), waar slechts viskeuze wrijving verondersteld wordt. Principeel dient men in het geval van stroming in stortsteengolfbrekers rekening te houden met een niet-lineair wrijvingsmodel, nl. het Forchheimer model. Naast de lineaire term is een kwadratische term aanwezig, die veel belangrijker is, en die de weerstand t.g.v. turbulente schuifspanningen en convectieve inertiekrachten voorstelt. Dit komt hierna aan bod bij de vergelijking tussen de bewegingsvergelijking en het Forchheimer model.
2. Merk op dat het water als volmaakt verondersteld wordt, d.w.z. dat er geen interne viskeuze schuifspanningen in het water zijn. De bedoelde 'wrijving' heeft enkel betrekking op de interactie tussen het water en de (stortsteen-)korrels.
3. Het exponentieel model (5.18) is slechts een eendimensionale weergave van de tweedimensionale oplossing (5.13) voorgesteld door Biéssel en Le Méhauté. Bovendien is de dempingcoëfficiënt δ (uit vergelijking 5.14.b) onafhankelijk van de verticale y -as. Dit betekent dat δ niet kan veranderen over de diepte. Dit is in strijd met de fysische bevindingen (zie verder in dit hoofdstuk),

waarbij de golfdemping doorheen de golfbreker het grootste is dichtbij het S.W.P., en afneemt naarmate de afstand tot het S.W.P. groter wordt.

4. Dichtbij het S.W.P. is het turbulente karakter van de golfbeweging het meest uitgesproken. Naar de bodem toe neemt het turbulente karakter af, en lijkt het lineaire wrijvingsmodel (5.5) beter toepasbaar.

Tenslotte is een gedetailleerde vergelijking mogelijk tussen het in deze paragraaf opgestelde theoretische model (5.10) en het wrijvingsmodel van Forchheimer voor stroming in poreuze media:

$$I = aV + bV^2 + c \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.46)$$

met, ter herinnering, de hydraulische drukgradiënt $I = -\frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial p}{\partial x}$ (3.11), en

V de filtersnelheid. Herschrijven van vergelijking (5.10) in eendimensionale vorm, en afleiden naar x , levert:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho_w} + k_v \frac{\partial \phi}{\partial t} + gy + c_f \phi \right) = 0 \quad (5.19)$$

of, met $V = \frac{\partial \phi}{\partial x}$ (uit 2.21):

$$\frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k_v}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{c_f}{g} V = 0 \quad (5.20)$$

Herschrijven van (5.20) levert in het linkerlid de hydraulische drukgradiënt I :

$$-\frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{c_f}{g} V + \frac{k_v}{g} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (5.21)$$

zodat termsgewijze vergelijking met het rechterlid van de Forchheimer vergelijking (3.46) mogelijk is:

- De eerste term $\frac{\partial y}{\partial x}$ is een hydrostatische drukterm, en levert geen hydrodynamische bijdrage aan de drukhoogte.
- De tweede term in (5.21) is de lineaire (laminaire of viskeuze) term in V , met als coëfficiënt $\frac{c_f}{g} = a$.
- Er is geen kwadratische term met V^2 , zodat de coëfficiënt $b = 0$ is.
- De derde term in (5.21) is de versnellings- of inertieterm met $\frac{\partial V}{\partial t}$, met als coëfficiënt $\frac{k_v}{g} = \frac{D}{ng} = c$.

Uit deze vergelijking volgt dat het theoretische model (5.18) voor de demping van de drukhoogte in het poreuze massief overeenstemt met het toepassen van het Forchheimer model (3.19). Echter de turbulente term bV^2 , veel belangrijker dan de andere termen in het Forchheimer model bij toepassing voor golfinteractie met stortsteengolfbrekers zie (par. 3.5.4), komt niet voor in het theoretische dempingsmodel (5.18). Deze termsgewijze vergelijking suggereert bijgevolg dat het gelineariseerde exponentieel model (5.18) zoals voorgesteld door Oumeraci en Partensky (1990) te eenvoudig is om de volledige fysische werkelijkheid voldoende nauwkeurig te beschrijven.

5.3 Literatuuronderzoek van fysische modelproeven

5.3.1 Resultaten van fysische modelproeven op grote schaal

5.3.1.1 Nut van modelproeven op grote schaal

Bürger et al. (1988) en later Oumeraci en Partenscky (1990) presenteren de resultaten van een onderzoeksprogramma in het 'Großen Wellenkanal' (verder afgekort tot GWK, met afmetingen 330 m x 7.0 m x 5.0 m) te Hannover (Duitsland), waarin een model van een typische stortsteen-golfbreker op grote schaal (grootteorde 1:5) beproefd is. Het doel van de experimenten is het verloop van de door de golfwerking geïnduceerde poriëndrukken in de kern van de golfbreker te bestuderen. De kennis van het interne stromingsveld en bijhorende poriëndrukken is immers zeer belangrijk voor de geotechnische studie van de algemene stabiliteit van de golfbreker (Barends, 1986).

Het uitvoeren van proeven op grote schaal is zeer duur, vergt veel materiaal, en is tijds- en arbeidsintensief. De resultaten van dit soort proeven zijn bijgevolg schaars en moeilijk toegankelijk. Toch zijn de resultaten zeer interessant, omdat:

1. het uitvoeren van modelproeven op conventionele (kleinere) schaal (grootteorde 1:30 tot 1:70) aanleiding geeft tot schaal-effecten m.b.t. de waterstroming in de kern (Juul Jensen en Klinting, 1983);
2. bij metingen op prototype er geen perfecte controle is over de golfbelasting en de in situ materiaalkarakteristieken, en de werkelijke geometrie zeer moeilijk juist te achterhalen is.

Daarom is het gebruik van de resultaten van een model op grote schaal leerrijk, in dit geval ter vergelijking met de prototype metingen van de meet-opstelling te Zeebrugge.

5.3.1.2 Proefopstelling en resultaten

Een stortsteengolfbreker met een typische doorsnede, bestaande uit een kern, filterlaag en deklaag is gebouwd in het GWK. Fig. 5.1 toont deze type-doorsnede van de golfbreker. De volgende materiaalkarakteristieken zijn gerapporteerd in Oumeraci (1991). Het stukgewicht van het kernmateriaal ligt tussen 0.025 kg en 0.125 kg, met $d_{50} = 0.040$ m en gelijkvormigheid-

graad $d_{60}/d_{10} = 2.17$, of nog $d_{85}/d_{15} = 1.74$. De stortsteen van de filterlaag weegt tussen 0.5 en 5.0 kg, de deklaag bestaat uit één laag tetrapods met stukgewicht 50 kg. De dikte van de deklaag is ongeveer 0.40 m, de dikte van de filterlaag bedraagt 0.30 m. De helling van beide taluds is $V:H = 1:1.5$. De waterdiepte aan de teen van de golfbreker is $d = 3.10$ m, de waterdiepte verderop in de golfgoot is 4.5 m.

Het getal van Reynolds kan begroot worden aan de hand van $V = \sqrt{gH}$ met $H \approx 1$ m, zodat $Re = Vd_{50}/\nu = 1 \times 10^5$. Bijgevolg zijn geen schaaleffecten te vrezen, volgens Juul Jensen en Klinting (1983).

De structuur is geïnstrumenteerd met o.a. 20 druksensoren op verschillende strategische posities in de kern en de filterlaag (Fig. 5.1).

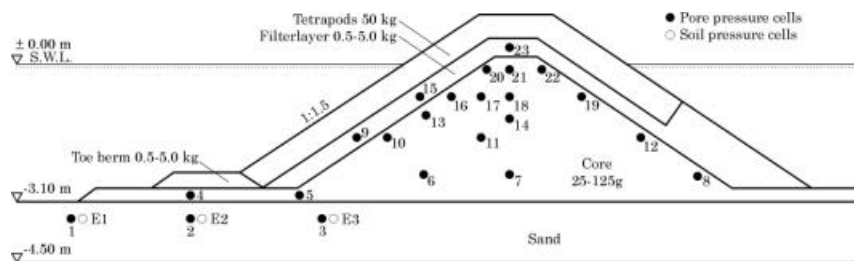
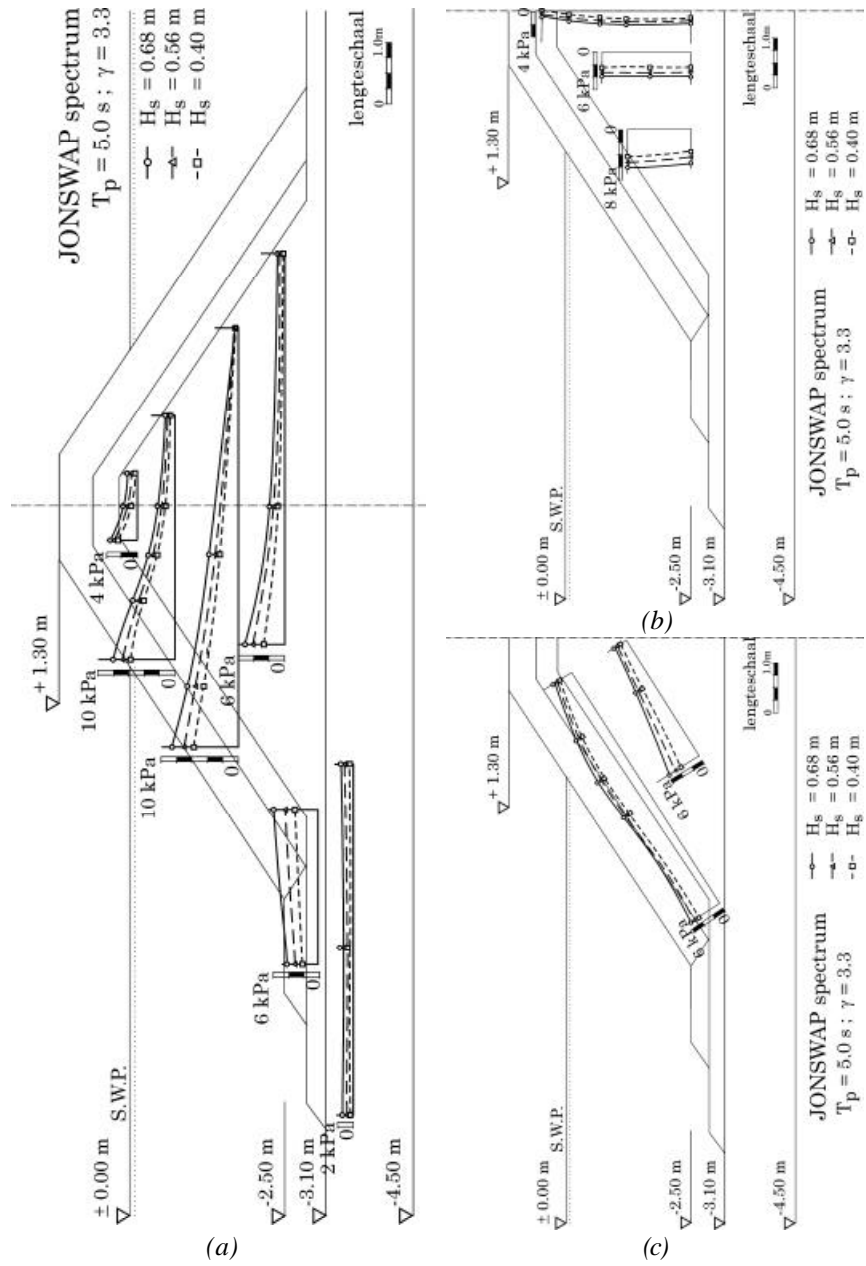


Fig. 5.1. *Typedwarsdoorsnede van de stortsteengolfbreker in het GWK (Hannover, Duitsland), met de instrumentatie voor de drukmetingen. Bron: Oumeraci (1991).*

Het kernmateriaal is door van Gent (1993) beproefd, met het oog op het experimenteel bepalen van de Forchheimercoëfficiënten. Van Gent (1993) rapporteert voor dit materiaal (met code R8, zie Tabel 3.13.b): porositeit $n = 0.338$, gemiddelde diameter $d_{50} = 0.031$, vormfactoren $\alpha = 1007$ en $\beta = 0.63$.

De proeven zijn uitgevoerd met regelmatige en onregelmatige golven, met maximale golfhoogtes tot 1.70 m en periodes tot 10 s. Het golfschot is uitgerust met een golfabsorptiesysteem. Meer technische informatie is terug te vinden in Oumeraci (1991).



Onderschrift bij figuur op vorige bladzijde

Fig. 5.2. *Voorbeeld van de rapportering der meetgegevens, met het (a) horizontale, (b) verticale en (c) gehelde verloop van de maximale drukhoogte p_{\max} , voor onregelmatige golfbelasting met $T_p = 5.0$ s, en $H_s = 0.40, 0.56$ en 0.68 s resp.
Bron: Oumeraci (1991).*

De term 'poriëndruk' (E: excess pore pressure) wordt bij de proeven op grote schaal gebruikt om de dynamische poriënwaterdruk aan te duiden, die enkel optreedt t.g.v. de golfwerking; i.e. alle druksensoren meten een nuldruk bij afwezigheid van golven. Om de totale poriëndruk te bekomen op een bepaalde plaats, dienen de corresponderende hydrostatische waterdruk en de set-up van de freatische watertafel nog toegevoegd te worden. De term 'poriëndrukhoogte' (of '-amplitude') verwijst naar de hoogte (of de amplitude) van het variërende druksignaal.

In Fig. 5.2 is een voorbeeld gegeven van de rapportering van de meetresultaten door Oumeraci (1991). Meer specifiek is het horizontale, verticale en gehelde verloop van de maximale drukhoogtes p_{\max} weergegeven voor het geval van onregelmatige golfbelasting met $T_p = 5.0$ s en $H_s = 0.40, 0.56$ en 0.68 m.

5.3.1.3 Bespreking van de resultaten

Op basis van analyse van hun experimentele gegevens verkregen uit grootschalige proeven in het GWK, concluderen Bürger et al. (1988), en Oumeraci en Partensky (1990):

1. De frequentie van de variaties van de poriëndruk in de kern heeft dezelfde grootteorde als de frequentie van de invallende golven;
2. De invallende golven wekken in de kern van de golfbreker een stijging van de gemiddelde freatische watertafel op t.o.v. het gemiddelde waterpeil vóór de golfbreker, deze "set-up" su varieert tussen 10 % en 20 % van de invallende golfhoogte H_i :

$$0.10H_i \leq su \leq 0.20H_i \quad (5.22)$$

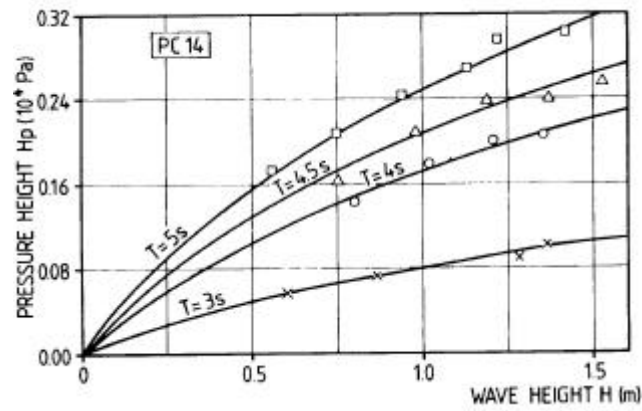
3. De grootste energiedissipatie treedt reeds op in deklaag: 30% voor $\xi = 5$ (oplopende golven, E: surging waves) tot 60% voor $\xi = 2$ (schuimende golven, E: spilling waves), en in de filterlaag: 20 tot 30 %. Deze dissipatie neemt toe met toenemende golfsteilheid $s = H_i/L$ of afnemende golfbrekingsparameter $\xi = \tan \alpha / \sqrt{s}$;
4. De golfoploop gemeten langs de grenslijn tussen kern en filterlaag is aanzienlijk kleiner dan de golfoploop op de deklaag;
5. De maximale poriëndrukhoogtes in de kern nemen snel af in de richting van de golfvoortplanting, deze afname is kleiner voor steilere golven (m.a.w. langere golven veroorzaken grotere poriëndrukken in de kern, of lopen verder door in de kern);
6. In horizontale richting nemen de maximale drukhoogtes, veroorzaakt door onregelmatige golfbelasting, af volgens een exponentieel verloop, zodat het exponentieel model (5.18) kan toegepast worden; deze afname of damping is het grootst dichtbij het SWP, en de afname vermindert met toenemende afstand tot het SWP (voor "dieper" gelegen horizontale lijnen), i.e. de dampingcoëfficiënt δ neemt af met toenemende diepte y' (afstand tot het SWP), Fig. 5.2.a;
7. In verticale richting nemen de maximale drukhoogtes, veroorzaakt door onregelmatige golfbelasting, slechts zeer geleidelijk af, na een snelle toename dicht bij het SWP, Fig. 5.2.b;
8. Langsheen de grenslijn tussen de kern en de filterlaag (of een evenwijdige lijn dieper in de kern) nemen de maximale drukhoogtes, veroorzaakt door onregelmatige golfbelasting, bijna niet af, uitgezonderd zeer dicht bij het SWP. De grootte van de constante poriëndrukhoogte is sterk afhankelijk van de positie van de beschouwde lijn in de kern, Fig. 5.2.c;
9. De invloed van de invallende golfkarakteristieken op de poriëndrukhoogte wordt door Oumeraci en Partenscky (1990) als volgt samengevat (merk op dat de notatie door Oumeraci en

Partensky gebruikt voor maximale drukhoogte H_p is, waar verder in deze tekst p_{\max} zal gebruikt worden):

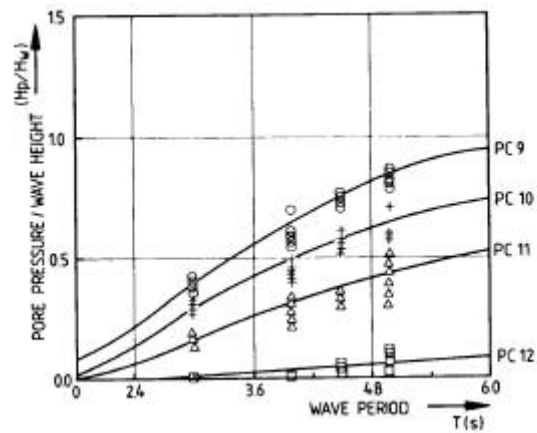
- de invloed van de golfhoogte H is geïllustreerd in Fig. 5.3.a voor één sensorlocatie ter plaatse van de as van de kern (in PC14). Voor een bepaalde constante golfperiode T , en met toenemende golfhoogte H , neemt de drukhoogte eerst snel toe, en daarna minder snel. Dit verloop is te wijten aan de grotere wrijvingsverliezen bij grotere drukgradiënten t.g.v. grotere golven. Een analoge conclusie is geldig voor de andere locaties in de kern.
- De invloed van de golfperiode T is geïllustreerd in Fig. 5.3.b voor verschillende sensorlocaties (PC9 t.e.m. PC12). Voor een bepaalde constante golfhoogte H , en met toenemende golfperiode T , neemt de drukhoogte eerst langzaam toe, vervolgens sneller, en tenslotte opnieuw minder snel.

Voorgaande 9 conclusies zijn geformuleerd door Bürger et al. (1988) en Oumeraci en Partensky (1990). In het kader van dit proefschrift zijn nog een aantal bevindingen geformuleerd, o.a. gebaseerd op een kritische analyse van alle figuren uit Oumeraci (1991):

1. Uit conclusies 6 en 7 volgt dat de drukgradiënt in verticale richting veel kleiner is dan in horizontale richting;
2. Uit conclusie 8 volgt, met enige benadering, dat een bijna constante poriëndrukhoogte aanwezig is langsheen de talud-grenslijn van de kern;
3. M.b.t. conclusie 9 kan men benaderend stellen dat de drukhoogte lineair toeneemt met de golfhoogte H voor constante periode T ; en dat de drukhoogte eveneens lineair toeneemt met de golfperiode T voor constante golfhoogte H ;
4. Aan de achterzijde van de kern is de drukhoogte sterk gereduceerd, en quasi tot nul herleid. De getransmitteerde golven (met kleine steilheid s) reflecteren echter zeer sterk (tot 80% volgens Muttray, 2000) tegen het hellende strand (met helling $V:H = 1:6$), zodat deze teruglopen naar de golfbreker-achterzijde en daar mogelijks de hoogte van de poriëndrukken kunnen beïnvloeden (Muttray, 2000).



(a)



(b)

Fig. 5.3. Invloed van (a) de golfhoogte H en (b) de golfperiode T op de maximale poriëndrukhoogte p_{\max} (hier genoteerd als H_p).

Bron: Oumeraci en Partensky (1990).

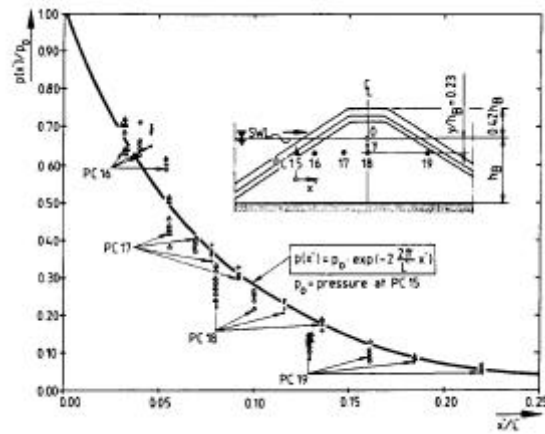
5. Oumeraci en Partensky's (1990) analyse heeft betrekking op de maximale drukhoogtes p_{\max} die in de onregelmatige golftrein opgetreden zijn. Verder in dit proefschrift zal de significante drukhoogte p_s gebruikt worden, berekend naar analogie met de

significante golfhoogte H_s . In par. 5.4.1 zal het verband tussen p_{\max} en p_s gelegd worden.

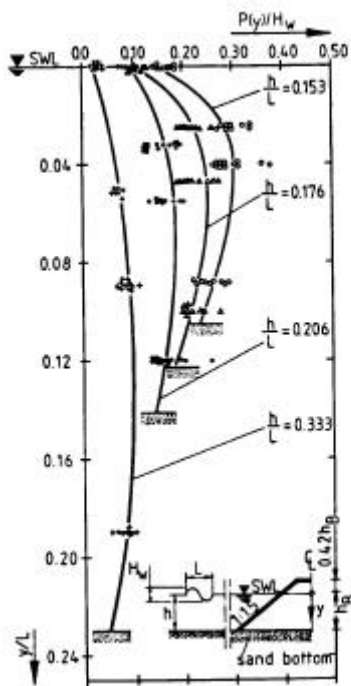
6. Oumeraci (1991) gebruikt als referentiedruksensor (i.e. de eerste sensor op het beschouwde horizontale peil) de druksensor die in de filterlaag gepositioneerd is. Bij de analyse van de prototypemetingen is de referentiedruksensor steeds in de kern geplaatst. Uit conclusie 3 volgt dat reeds veel energiedissipatie optreedt in de deklaag en in de filterlaag. Ter vergelijking met de prototypemetingen is het dus beter om de resultaten van Oumeraci (1991) eveneens pas vanaf de kern te beschouwen.

Oumeraci en Partenscky (1990) bekijken het verloop van de maximale drukhoogte langsheen een horizontale lijn in de kern van de golfbreker, aan de hand van de sensoren PC15 t.e.m. PC19 (met de afstand tussen het SWP en het niveau van de sensoren $y' = 0.7$). In Fig. 5.4.a wordt de verhouding van de maximale drukhoogte $p_{\max}(x')$, op afstand x' van de oorsprong in PC15 (met $x' = 0$), en de referentie-drukhoogte $p_{0,\max}$ (gemeten in $x' = 0$) uitgezet in functie van de dimensieloze afstand x'/L' . Het theoretisch voorspelde exponentieel verband voor de damping van de poriëndrukken wordt duidelijk herkend in de experimentele resultaten. Na fitten van het exponentieel model (5.18) doorheen alle resultaten, vinden Oumeraci en Partenscky (1990) als waarde voor de dampingcoëfficiënt $\delta = 2.0$. Verder rapporteren zij dat δ afhankelijk blijkt van de diepte y' onder het SWP: hoe dieper onder het SWP (of hoe groter de afstand y' tussen het SWP en de beschouwde diepte), hoe kleiner δ (en bijgevolg hoe kleiner de damping) wordt. Een grondige kwantitatieve analyse van alle meetgegevens is niet verder gerapporteerd, maar wordt hierna (in par. 5.4) in het kader van dit proefschrift uitgevoerd.

Oumeraci en Partenscky (1990) bekijken eveneens het drukverloop langsheen een verticale lijn in de kern van de golfbreker, Fig. 5.4.b. Langsheen een verticale is geen hydrostatisch drukverloop aanwezig, zelfs niet in het midden van de golfbreker waar de dynamische golfwerking al enigszins afgezwakt is. Het verloop van de verhouding van de maximale drukhoogte $p(y')$, op afstand y' van het SWP (waar $y' = 0$), en de invallende golfhoogte H_i in functie van de dimensieloze afstand y'/L , is weergegeven in Fig. 5.4.b.



(a)



(b)

Fig. 5.4. (a) Horizontaal en (b) vertikaal verloop van de maximale drukhoogte. De notatie h staat voor de waterdiepte d .
Bron: Oumeraci en Partensky (1990).

Hieruit blijkt dat na een snelle toename van de drukhoogte, dichtbij het SWP, tot een maximale waarde, een geleidelijke afname gesuggereerd wordt. Langere golven (bij constante waterdiepte d , dus voor kleinere d/L -waarden) dringen dieper door in de kern, en veroorzaken grotere dynamische drukken.

5.3.2 Resultaten van fysische modelproeven op kleine schaal

Simm en Hedges (1988) melden eveneens summier onderzoek naar poriëndrukken in de kern van een verschaalde golfbreker (schaal 1:50), onder regelmatige golfbelasting. In een stortsteengolfbreker met kern, filterlaag en tetrapod deklaagelementen zijn 4 druksensoren aangebracht. De vermelde resultaten m.b.t. de poriëndrukken zijn beperkt tot één eenvoudige figuur met druk-tijdreeksen van de vier druksensoren gedurende één golfperiode, waaruit volgende algemene conclusies worden gehaald:

1. De demping van de golfvorm doorheen de kern is duidelijk waarneembaar.
2. Het verticale drukverloop in het midden van de kern is benaderend hydrostatisch.
3. Er is een set-up aanwezig in de kern, die evenredig is met $H^2 T$.

Gezien de kleine schaal, die wijst op het bestaan van schaaleffecten in de kern, en gezien de zeer beperkte meetresultaten, dienen de conclusies van Simm en Hedges (1988) met omzichtigheid benaderd te worden.

5.3.3 Conclusies uit literatuuronderzoek

Wat blijkt uit voorgaand literatuuronderzoek m.b.t. de analyse van de poriëndrukken in fysische modelproeven? Slechts enkele resultaten zijn gepubliceerd, bovendien zijn deze niet volledig uitgewerkt, of slechts zeer summier zijn enige kwalitatieve resultaten vermeld. Verder zijn in de literatuur nog geen prototype metingen vermeld, om het een en ander te kunnen toetsen. In wat volgt zal bijgevolg eerst een gedetailleerde analyse van de gepubliceerde meetresultaten uitgevoerd worden, en zullen daarna de onontbeerlijke prototype metingen eveneens geanalyseerd worden.

5.4 Studie van de attenuatie van de poriëndrukken in de golfbrekerkern

5.4.1 Analyse van meetgegevens van proeven op grote schaal

Zoals eerder vermeld, hebben Oumeraci en Partenscky (1990) slechts één globale dempingcoëfficiënt δ bepaald, ter illustratie van de geldigheid van het theoretische dempingsmodel (5.18). Echter in het technisch rapport dat de proeven in het GWK in detail beschrijft (Oumeraci, 1991), zijn een groot aantal figuren van het type van Fig. 5.2 opgenomen, met het verloop van de maximale drukhoogtes, voor verschillende golfhoogtes en golfperiodes. Deze figuren vormen in het kader van dit proefschrift de basis voor een gedetailleerde analyse van de dempingkarakteristieken van de beproefde golfbreker. Fig. 5.5 verzamelt het resultaat van de hier doorgevoerde analyse op de GWK data set.

Als basisinformatie voor Fig. 5.5 is het horizontale verloop van de maximale drukhoogtes, genoteerd $p_{\max}(x')$, afgelezen van de figuren uit het rapport Oumeraci (1991), voor drie dieptes onder het SWP: $y' = 0.1$ m, 0.7 m en 1.7 m resp., en voor drie golfperiodes $T_p = 4.0$ s, 5.0 s en 6.0 s. Tabel 5.1 bevat, per diepte, de aangewende druksensoren. Merk op dat de referentiedruksensor steeds in de kern gepositioneerd is. Bij elk van de drie golfperiodes T_p horen drie golfhoogtes H_s . Op deze wijze kunnen 9 'kleine' figuren met het horizontale verloop van de demping van de maximale drukhoogte in functie van de parameters y' , H_s en T_p opgesteld worden (Fig. 5.5). De x' -as heeft haar oorsprong bij de eerste druksensor (= referentiesensor) in de kern van de golfbreker, i.e. voor resp. sensor 20, 16 en 10. De waterdiepte aan de teen van de golfbreker is $d = 3.10$ m.

diepte y' [m]	druksensoren
0.1	20, 21, 22
0.7	16, 17, 18, 19
1.7	10, 11, 12

Tabel 5.1. Aangewende druksensoren, per diepte, voor de analyse van de meetgegevens van proeven op grote schaal.

Voor elke 'kleine' figuur is $H_s = \text{cte}$, $T_p = \text{cte}$, en zijn de maximale drukhoogtes $p_{\max}(x')$ uitgezet in functie van x' voor de drie horizontale niveaus $y' = 0.1 \text{ m}$, 0.7 m en 1.7 m . De golflengte L_p , corresponderend met piekperiode T_p en waterdiepte d , is eveneens berekend (m.b.v. de dispersie relatie 8.16) en weergegeven. Met de gebruikte schikking in Fig. 5.5, neemt van links naar rechts de golfhoogte H_s toe, en neemt van boven naar onder de periode T_p toe.

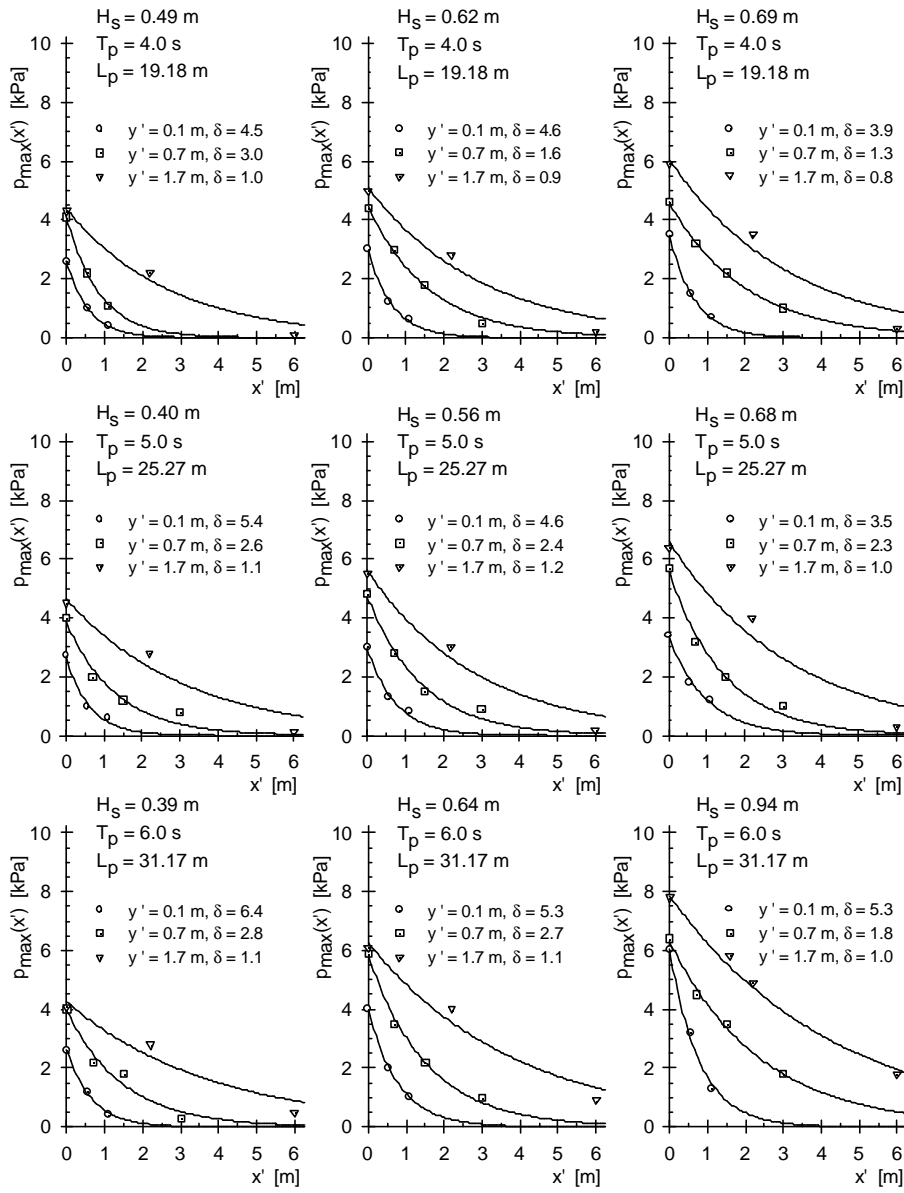
Voor elk niveau (y') is tevens het exponentieel model (5.18) aangewend, en doorheen de afgelezen drukhoogtes $p_{\max}(x')$ gefit, volgens:

$$p_{\max}(x') = p_{0,\max} \exp\left(-\delta \frac{2\pi\sqrt{D}}{L_p} x'\right) \quad (5.23)$$

met de empirische waarde voor $D = 1.4$, en $p_{0,\max} = p_{\max}(x' = 0)$. Het verloop van het exponentieel model (5.23) is eveneens op elke kleine figuur getekend voor de drie y' -niveaus. De bijhorende δ waarde is telkens vermeld.

Vooreerst zijn een aantal algemene opmerkingen te maken bij het opstellen van Fig. 5.5. Het aflezen van de maximale drukhoogtes op de figuren uit het technisch rapport van Oumeraci (1991) kan niet zeer nauwkeurig gebeuren, gezien de relatief kleine schaal van de figuren. Bovendien zijn per niveau slechts drie tot vier meetpunten beschikbaar. Het gebruik van het exponentieel model (5.23) is zeer geschikt voor de afgelezen drukhoogtes op de dieptes $y' = 0.1 \text{ m}$ en $y' = 0.7 \text{ m}$, maar blijkt minder geschikt voor de diepte $y' = 1.7 \text{ m}$.

Niettegenstaande de voorgaande bedenkingen, zijn interessante conclusies te formuleren uit deze analyse. Concreet wordt hier onderzocht wat de invloed is van de parameters diepte y' , golfhoogte H_s en golfperiode T_p op de demping d van de drukhoogtes in de golfbrekerkern. Volgende conclusies zijn geldig in Fig. 5.5:



Onderschrift bij figuur op vorige bladzijde

Fig. 5.5. *Resultaten van de gedetailleerde analyse van de demping-karakteristieken van de GWK golfbreker (Oumeraci, 1991), met het horizontale verloop van de maximale drukhoogte $p_{\max}(x')$ in functie van de parameters y' , H_s en T_p , en het gefitte exponentieel dempingsmodel (5.23) met bijhorende dempingcoëfficiënt δ .*

- (a) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante golfperiode T_p , neemt d af met toenemende diepte y' onder het SWP.
- (b) Voor een constante diepte y' en een constante golfperiode T_p , neemt d af met toenemende golfhoogte H_s .
- (c) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante diepte y' , neemt d toe met toenemende golfperiode T_p .

Deze conclusies stemmen overeen met de kwalitatieve conclusies uit Oumeraci en Partensky (1990). Als gemiddelde waarde voor alle data op diepte $y' = 0.7$ wordt uit Fig. 5.5 $\delta = 2.3$ gevonden. Dit is in overeenstemming met de waarde $\delta = 2$ uit Fig. 5.4.a.

De hier uitgevoerde analyse van de meetgegevens is gebaseerd op de maximale drukhoogte $p_{\max}(x')$ aangezien de meetgegevens oorspronkelijk in deze vorm gepubliceerd zijn. In het vervolg zal steeds gewerkt worden met de significante drukhoogte $p_s(x')$, berekend uit het spectrum van de tijdreeks van de druk, naar analogie met H_s . De berekening van de dempingcoëfficiënt d is onafhankelijk van de keuze van de (maximale of significante) drukhoogte: de relatieve demping blijft immers gelijk. Gebruik makend van de veronderstelling dat de drukhoogtes in de kern (naar analogie opnieuw met de golfhoogtes) verdeeld zijn volgens de Rayleigh distributie, bestaat er een theoretisch verband tussen maximale en significante drukhoogte (Goda, 1985):

$$p_{\max} = \left(\sqrt{\frac{\ln N}{2}} + \frac{0.577}{\sqrt{8 \ln N}} \right) p_s \quad (5.24)$$

met N het aantal golven in de tijdreeks. Voor de proeven in het GWK is $N = 180$ (Muttray, 2000), zodat uit (5.24) volgt dat:

$$p_{\max} = 1.70 p_s \quad (5.25)$$

of nog:

$$p_s = 0.59 p_{\max} \quad (5.26)$$

5.4.2 Verband tussen golfhoogte H_s en drukhoogte $p_{0,s}$

Het verband tussen de invallende significante golfhoogte H_s en de significante drukhoogte $p_{0,s}$ t.p.v. de grenslijn tussen kern en filterlaag (voor $x' = 0$) geeft een inzicht in de energiedissipatie die optreedt in de dek- en filterlaag. De output van deze eerste demping is tevens de input voor de verdere energiedissipatie in de kern, de zgn. interne demping. Belangrijk hierbij is de vaststelling (zie par. 5.3.1.3) dat langsheen deze grenslijn $p_{0,s} \approx \text{cte}$ is (behalve dichtbij het SWP). Zo kan een eenvoudige relatie opgesteld worden tussen de golfhoogte H_s en één constante drukhoogte $p_{0,s}$ langsheen de grenslijn en over de diepte y' .

Fig. 5.6 toont het onderlinge verband in functie van de golfsteilheid. Immers de energiedissipatie in deklaag en filterlaag is reeds afhankelijk van de golfsteilheid (zie par. 5.3.1.3). De drukhoogte wordt eerst geconverteerd van

kPa naar meter water kolom, en de verhouding $\frac{p_{0,s}}{\rho_w g H_s}$ is uitgezet in

functie van de golfsteilheid $s_p = \frac{H_s}{L_p}$.

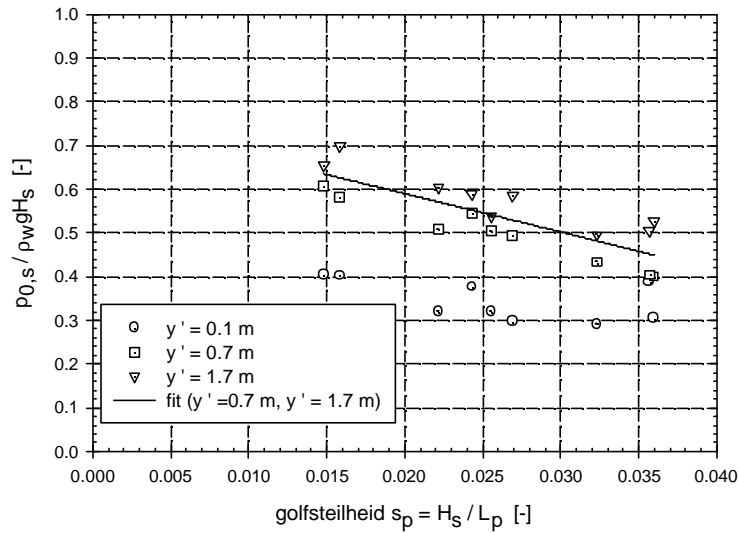


Fig. 5.6. Verband tussen golfhoogte H_s en drukhoogte $p_{0,s}$ aan de rand van de kern, in functie van de golfsteilheid s .

Duidelijk merkbaar in Fig. 5.6 is de afname van deze verhouding met toenemende steilheid: minder energie bereikt de kern omwille van de toenemende energiedissipatie in deklaag en filterlaag. De drukhoogte voor $y' = 0.1$ m is merkkelijk kleiner dan de drukhoogtes voor $y' = 0.7$ m en 1.7 m, die bij benadering constant zijn voor eenzelfde golfsteilheid. De drukhoogte in $y' = 1.7$ m blijkt evenwel toch nog lichtjes toegenomen te zijn t.o.v. de drukhoogte in $y' = 0.7$ m: de drukhoogte blijft lichtjes toenemen met de diepte y' . Voor praktische toepassingen kan gesteld worden dat de drukhoogte $p_{0,s}$ langsheen de grenslijn van de kern ongeveer constant is, met :

$$\frac{p_{0,s}}{\rho_w g} \approx 0.55 H_s \quad (5.27)$$

De coëfficiënt 0.55 neemt lichtjes toe voor minder steile golven, en vice-versa voor steilere golven. Het gevonden verband voor $y' = 0.1$ m wordt niet verder beschouwd, aangezien de metingen te dicht bij het S.W.P. gebeurd zijn, en aldus lokaal verstoord zijn door de golfwerking.

5.4.3 Vuistregel voor de attenuatie van de poriëndrukken

Op basis van de resultaten van de analyse van de GWK data en bijhorende conclusies uit Fig. 5.5, kan nu een vuistregel opgesteld worden voor de bepaling van de dempingcoëfficiënt δ in functie van de vier belangrijkste parameters H_s , T_p , y' en porositeit n . De hier gevolgde werkwijze is identiek aan de werkwijze van Burcharth, Liu en Troch (1999).

Vooreerst wordt een beperkte reeks resultaten (9 δ -waarden) aangewend. Deze resultaten zijn afkomstig van dezelfde drie geanalyseerde proeven als in Burcharth, Liu en Troch (1999), nl. de drie 'kleine' grafieken (met $T_p = 5.0$ s) op de tweede lijn in Fig. 5.5. Fig. 5.7.a toont de best passende rechte doorheen deze resultaten, in de vorm:

$$\delta = a_\delta \frac{n^{\frac{1}{2}} L_p^2}{H_s b} \quad (5.28)$$

met richtingscoëfficiënt $a_\delta = 0.0145$. Uit het lineaire verband (5.28) volgt dat δ toeneemt met toenemende porositeit n en toenemende golflengte L_p (of toenemende golfperiode T_p gezien de dispersierelatie 8.16), en afnemende golfhoogte H_s en afnemende kernbreedte b (of afnemende diepte y' behorende bij deze breedte b). Burcharth, Liu en Troch (1999) vonden als richtingscoëfficiënt van dit lineaire verband (5.28): $a_\delta = 0.0141$. Deze gelijkensis wijst op een goede overeenstemming met de hier doorgevoerde analyse.

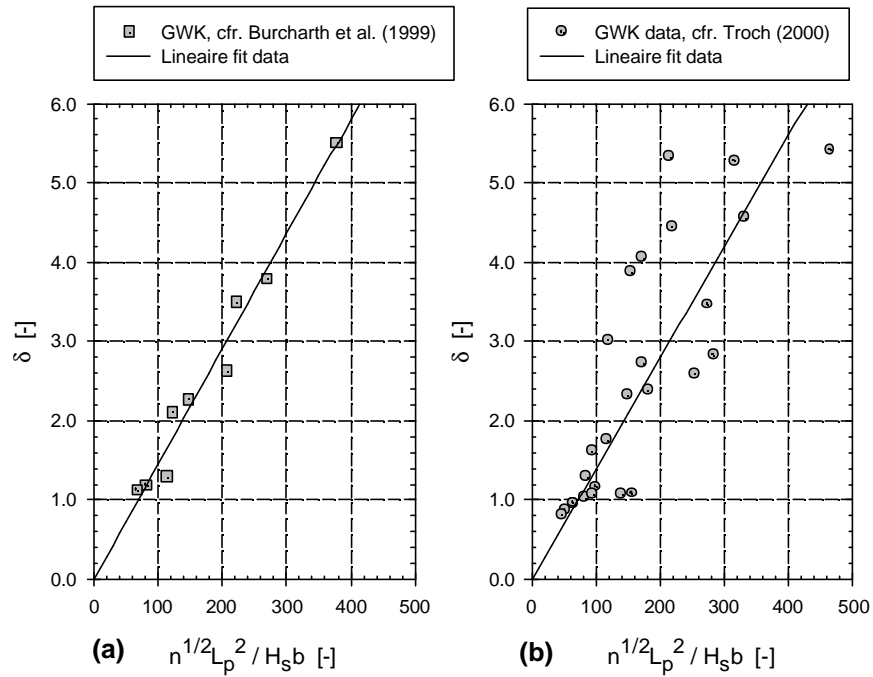


Fig. 5.7. *Opstellen van vuistregel (5.28) voor de dempingcoëfficiënt δ in functie van de vier parameters H_s , T_p , y' en n , gebaseerd op de GWK data set, met:*

- (a) analyse uitgevoerd op beperkte reeks resultaten cf. Burcharth, Liu en Troch (1999), met $a_\delta = 0.0145$;*
- (b) analyse uitgevoerd op uitgebreide reeks resultaten in het kader van dit proefschrift, met $a_\delta = 0.0140$.*

In het kader van dit proefschrift is de analyse van de GWK resultaten uitgebreider doorgevoerd, zodat meer δ -waarden (27 in totaal) beschikbaar zijn om de vuistregel (5.28) op te stellen. Fig. 5.7.b toont de best passende rechte doorheen al deze GWK data, en levert $a_\delta = 0.0140$. Uit deze uitgebreide analyse wordt bijgevolg gesteld dat:

- de hier doorgevoerde analyse hetzelfde eindresultaat oplevert als in Burcharth, Liu en Troch (1999): i.e. een bevestiging van de vuistregel voor de demping (5.28), met coëfficiënt $a_\delta \sim 0.014$;
- de hier aanwezige spreiding der GWK data merkelijk groter is dan in Burcharth, Liu en Troch (1999), en aanzet tot iets meer voorzichtigheid bij het gebruik van (5.28);
- de spreiding het grootste is voor de punten die het dichtste bij het SWP gelegen zijn (voor $y' = 0.1$ m). Deze punten zijn gekenmerkt in Fig. 5.7.b door een ***d***-waarde groter dan 3. In het vervolg zullen deze punten ook niet meer beschouwd worden (zoals reeds gebeurd is in Fig. 5.6 bij de bepaling van het verband (5.27), en zoals verder zal behandeld worden in par. 5.6.6).

De logische volgende stap betreft het betrekken van de dempingresultaten van de prototype metingen te Zeebrugge. Hiervoor wordt verwezen naar par. 5.6 van dit hoofdstuk.

5.5 Fysische modelproeven op stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie

5.5.1 Inleiding

In april 1997 zijn, ten behoeve van dit proefschrift, fysische modelproeven op een stortsteenstructuur uitgevoerd. Hiervoor werd gebruik gemaakt van een golfgoot in het 'Hydraulics and Coastal Engineering Laboratory' van Aalborg University te Denemarken. Het hoofddoel van dit experimenteel labo-onderzoek is gericht op het verkrijgen van fysische meetgegevens voor validatie van het numerieke model VOFbreak². De validatie van VOFbreak² wordt eerst uitgevoerd m.b.v. een eenvoudige geometrie en met kwalitatief goede labo-metgegevens van golfkarakteristieken en poriëndrukken. Pas daarna kan de volgende stap gezet worden, door over te gaan naar simulaties van grootschalige of prototype configuraties.

In Bijlage D 'Physical model tests on rubble mound breakwater' wordt een gedetailleerde beschrijving gegeven van de volledige labo-meetopstelling: golfgoot, dwarsdoorsnede van de golfbreker met materiaalkarakteristieken en afmetingen, instrumentatie voor golfgeneratie en voor opmeten van golfverheffingen en poriëndrukken. Zowel de fysische als de numerieke beperkingen van resp. fysisch en numeriek model zijn op elkaar afgestemd teneinde het validatieproces te optimaliseren. Vervolgens wordt beschreven: de gedetailleerde positie van de meetinstrumenten, de golfkarakteristieken van de uitgevoerde proeven en de ijking van instrumenten. De lezer wordt ten stelligste verwezen naar Bijlage D voor een volledig overzicht van het verwerven van de fysische meetgegevens.

In de volgende par. 5.5.2 wordt summier de belangrijkste informatie omtrent de labo-meetopstelling herhaald. Par. 5.5.3 beschrijft de analyse van de meetgegevens. De resultaten van deze analyse zullen bij de validatie van VOFbreak² gebruikt worden (zie par. 9.5).

5.5.2 Beknopt overzicht van de labo-meetopstelling

De afmetingen van de gebruikte golfgoot zijn (LxHxB) 25 x 1 x 1.50 m. De waterdiepte ter plaatse van de ingebouwde structuur bedraagt $d = 0.40$ m. De langsdoorsnede van de stortstenen structuur is zeer eenvoudig opgebouwd: een verticale frontale zijde, een horizontale kruin en een gehelde achterzijde (Fig. 5.8). Het stortsteenmateriaal, beschikbaar gesteld voor deze proeven,

heeft als karakteristieken: gemiddelde korreldiameter $d_{50} = 0.0181$ m, porositeit $n = 0.426$, vormfactoren $\alpha = 3009$, $\beta = 2.45$.

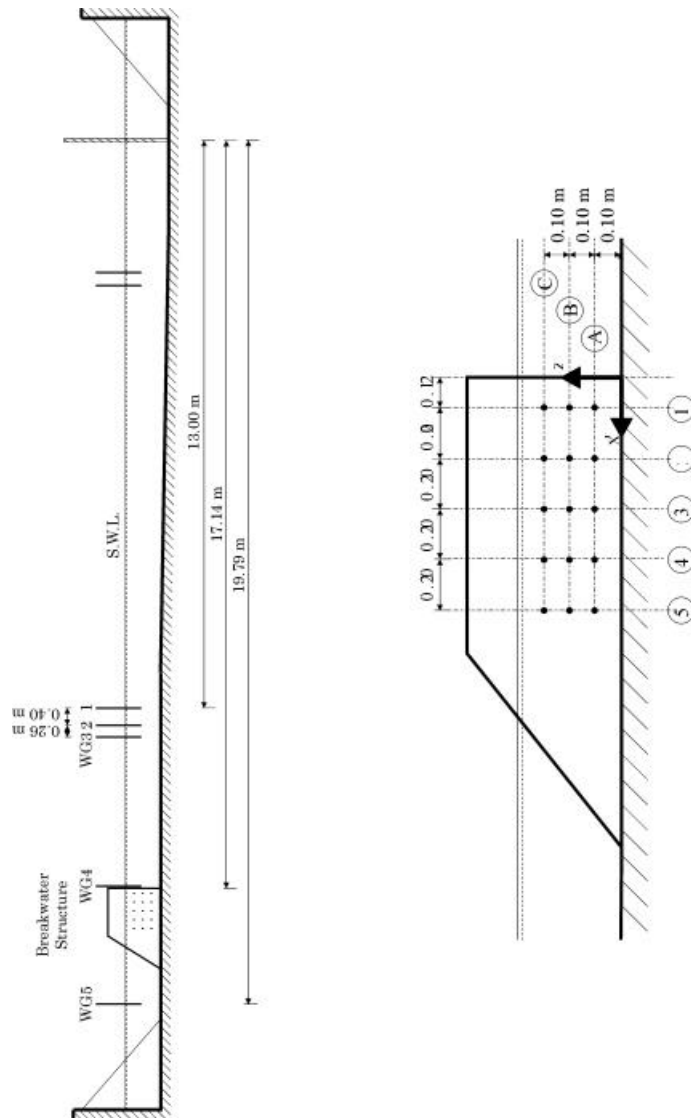


Fig. 5.8. Gootopstelling met golfbreker en instrumentatie, en positie van de drukmetingen in de kern van de golfbreker, met 3 horizontale peilen A, B en C, en 5 verticale posities 1 t.e.m. 5.

Voor het opmeten van de poriëndrukken in de kern is gebruik gemaakt van volgend meetsysteem, dat in dit laboratorium frequent gebruikt wordt. Een aantal geperforeerde buisjes zijn elk, via een T-verbinding, aangesloten aan een stijve nylonbuis die naar een druksensor leidt, die opgesteld is achter de constructie. Voor details van het meetsysteem wordt verwezen naar Bijlage D. De positie van de geperforeerde buisjes is aangegeven in Fig. 5.8, en zorgt voor een globale spreiding van de metingen in de kern. De drie verschillende horizontale peilen worden aangeduid met resp. A, B en C. De positie in de kern wordt aangeduid met resp. 1 t.e.m. 5.

Met dit drukmeetsysteem wordt een gemiddelde druk (gemeten over de lengte van het geperforeerde buisje) gemeten, en is er geen snelheidscomponent aanwezig ter plaatse van het druksensor-membraan. In de veronderstelling dat het nylonbuisje oneindig stijf is, wordt de volledige poriëndruk overgebracht naar de druksensor. Echter tijdens het vullen met water van de goot (en dus van het meetsysteem) kunnen luchtballen aanwezig zijn in dit buisje. Bij de voorbereiding van de experimenten bleek het relatief moeilijk om deze luchtballen volledig te verwijderen.

In de golfgoot zijn twee golfhoogtemeters aangebracht op 3.0 en 3.30 m van het schot. Deze worden gebruikt voor het actieve absorptiesysteem AWASYS dat geactiveerd is tijdens de proeven. Verder is een reeks van 3 golfhoogtemeters (WG1, WG2 en WG3) geplaatst op resp. 13.00, 13.40 en 13.66 m van het schot, ter bepaling van de golfreflectie. Tenslotte is nog 1 golfhoogtemeter (WG4) aangebracht t.p.v. de verticale frontale zijde, ter bepaling van de golfoploop, en 1 golfhoogtemeter (WG5) aan de achterzijde van de golfbreker, ter bepaling van de golftransmissie.

De meetgegevens zijn verzameld met het data-acquisitiesysteem van het laboratorium, ingebouwd in een PC. De bemonsteringsfrequentie voor alle signalen bedraagt $f_s = 10$ Hz. Analoge anti-aliasing filters zijn aanwezig vóór het bemonsteren. De meetresolutie van de druksensoren bedraagt 1 bit = 0.16 mmwc (mm waterkolom).

Aangezien slechts 14 acquisitiekkanalen beschikbaar zijn voor 20 meetsignalen, is elke proef twee keer uitgevoerd, met resp. een A-setup en een B-setup. Elk van deze heeft 4 (van de 5) golfhoogtemeters en 10 (van de 15) druksensoren verbonden met het meetsysteem. De drie golfhoogtemeters voor de reflectieanalyse en de druksensoren op peil B worden altijd bemonsterd, en zorgen aldus voor voldoende overlapping.

Zowel regelmatige als onregelmatige golven zijn gegenereerd, met golfhoogtes H variërend tussen 4 en 10 cm en golfperiodes T variërend tussen 1.38 en 3.01 s. Een volledig overzicht van de golfkarakteristieken is weergegeven in Tabel D.11 van bijlage D.

5.5.3 Analyse van de meetgegevens

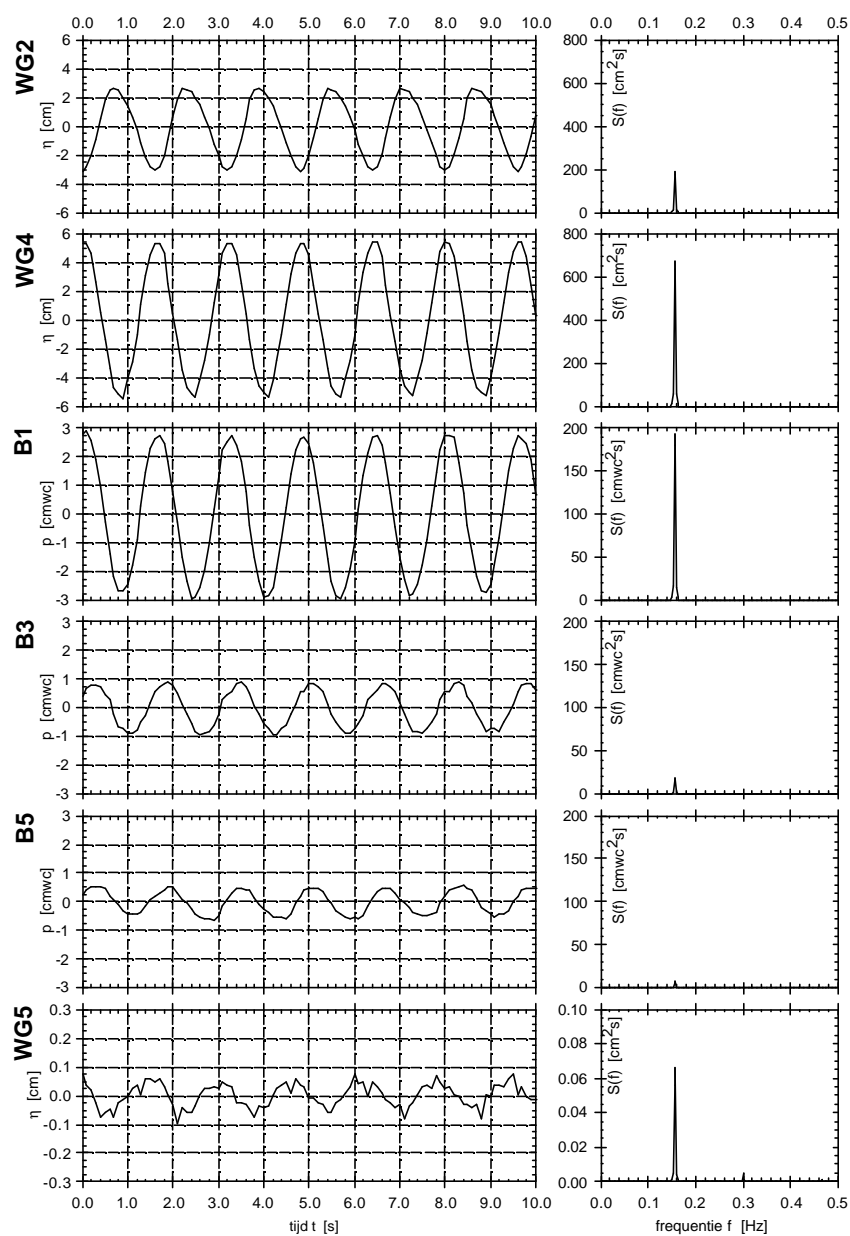
5.5.3.1 Typische tijdreeksen

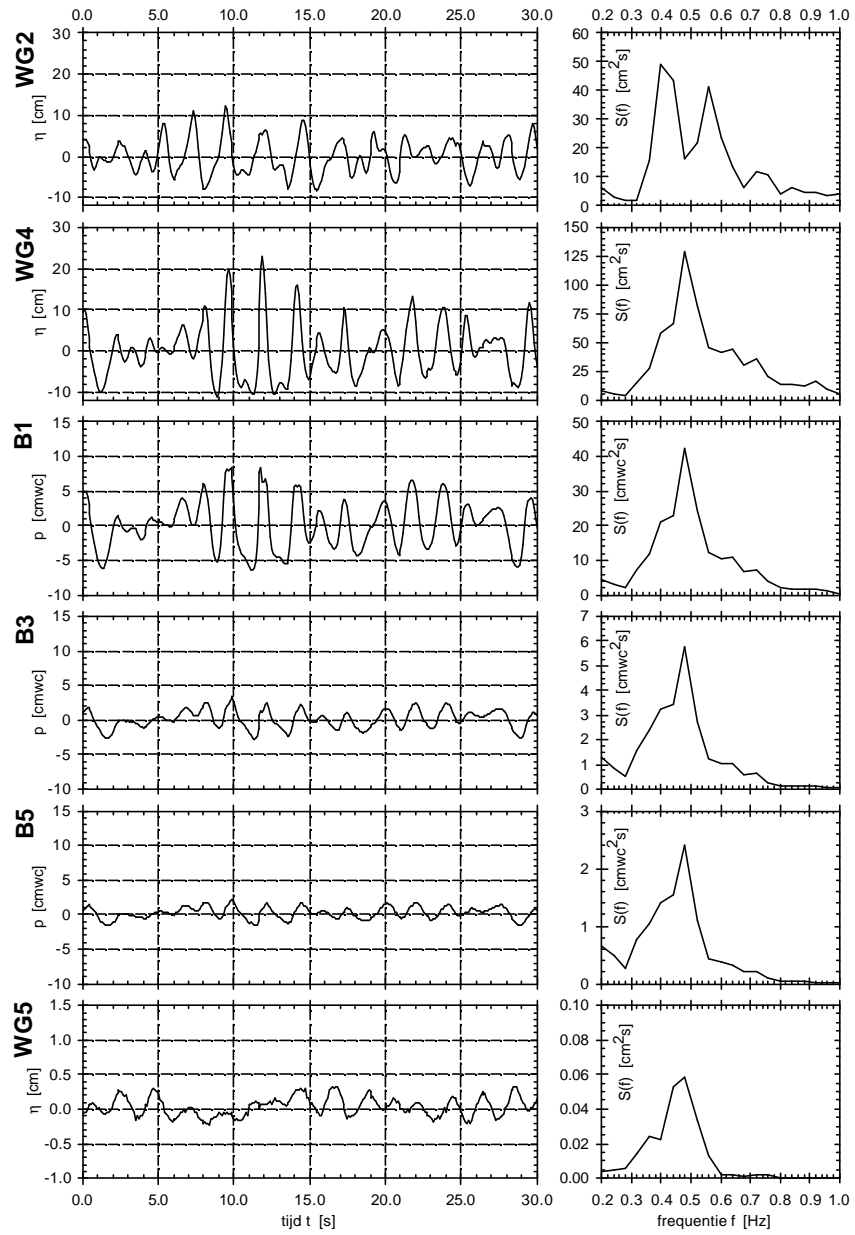
Om een idee te verschaffen van de opgemeten tijdreeksen, is in Fig. 5.9 een reeks van typische tijdreeksen met corresponderende spectra weergegeven van drie golfhoogtemeters (WG2, WG4 en WG5), en van drie druksensoren (B1, B3 en B5), voor regelmatige golven (test reg16) en voor onregelmatige golven (test irr04).

WG2 meet de resulterende (i.e. som van invallende en gereflecteerde) golfverheffing op één positie in de goot. WG4 meet de golfoploop (i.e. de verheffing t.p.v. de frontale zijde). Verder is de attenuatie van de poriëndrukken in de kern duidelijk merkbaar van B1 over B3 tot B5. Tenslotte meet WG5 de golftransmissie doorheen de golfbreker. De pieken in het spectrum van WG2 worden veroorzaakt door de interferentie van de invallende, gereflecteerde en gereflecteerde golven in de goot. Deze vorm van het spectrum is typisch voor sterk-reflecterende structuren (Frigaard, 1997)

Onderschrift bij figuren op volgende bladzijden

Fig. 5.9. *Typische tijdreeksen, met corresponderende spectra, van golfhoogtemeters (WG2, WG4 en WG5) en druksensoren (B1, B3 en B5) voor regelmatige golven (test reg16, met $H = 0.06$ m, $T = 1.60$ s) en onregelmatige golven (test irr04, met $H_s = 0.10$ m, $T_p = 2.18$ s). Voor de golfspectra van de onregelmatige golven geldt: vrijheidsgraden $n = 30$, bandbreedte $b = 0.05$ Hz, duurtijd $T_0 = 300$ s. Merk op dat de verticale schaalverdelingen van beide figuren variëren.*





5.5.3.2 Golfreflectie

Gebruik makend van de opgemeten golfverheffingen t.p.v. WG1, WG2 en WG3, worden de invallende en gereflecteerde golfcomponenten gescheiden met de methode van Zelt en Skjelbreia (1992), geïmplementeerd in het programma REFCROSS (Andersen et al., 1995) van Aalborg University.

Tabel 5.2 bevat de resultaten van deze reflectieanalyse voor de testen met de regelmatige en onregelmatige golven, met per test, de beoogde golfhoogte H_{target} , de beoogde (en telkens verkregen) golfperiode T , en de met behulp van REFCROSS berekende invallende golfhoogte H_i en berekende reflectiecoëfficiënt C_r .

Test	H_{target} [cm]	T [s]	H_i [cm]	C_r [%]
reg01a	4	2.84	3.70	74.40
reg02a	6	2.84	5.19	78.80
reg03a	8	2.84	6.55	83.90
reg04a	10	2.84	7.68	86.20
reg05a	4	2.38	4.93	69.50
reg08a	10	2.38	10.66	78.40
reg09a	4	1.80	3.67	67.70
reg10a	6	1.80	5.43	69.80
reg11a	8	1.80	7.16	71.60
reg13a	6	1.38	7.77	71.00
reg16a	6	1.60	5.54	67.50
reg17a	8	1.60	7.58	69.60
reg18a	10	1.60	9.36	71.40
reg19a	6	2.01	5.23	68.50
reg20a	8	2.01	6.96	70.10
reg22a	6	2.18	7.06	75.20
reg23a	8	2.18	8.73	79.60
reg24a	10	2.18	10.16	82.10

Test	$H_{s,target}$ [cm]	T [s]	H_{si} [cm]	C_r [%]
irr01	10.0	1.60	11.01	68.7
irr02	10.0	1.80	10.76	71.0
irr03	10.0	2.01	11.96	70.8
irr04	10.0	2.18	11.43	71.7
irr05	10.0	2.38	11.53	73.3
irr06	10.0	2.84	12.14	74.0

Tabel 5.2. Resultaten van de reflectieanalyse, uitgevoerd met REFCROSS, voor de testen met regelmatige en onregelmatige golven.

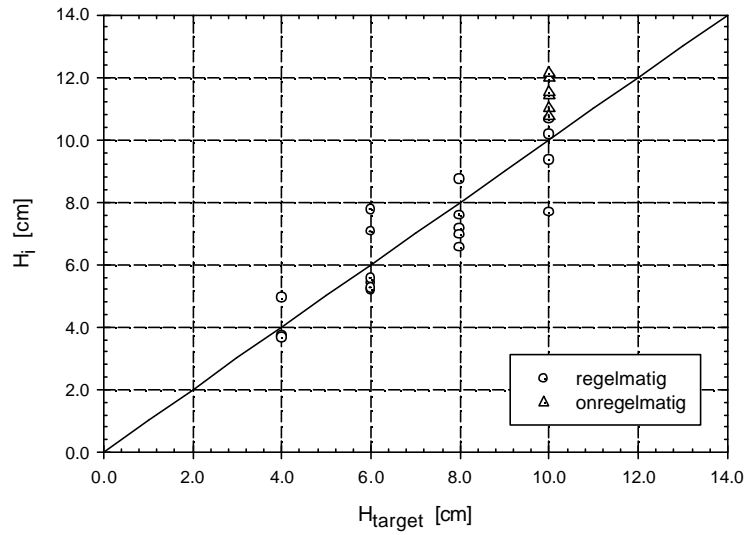


Fig. 5.10. Overzicht van de afwijkingen tussen de beoogde golfhoogte H_{target} en de (door reflectieanalyse berekende) gerealiseerde invallende golfhoogte H_i , voor regelmatige en onregelmatige golven.

De afwijking H_i/H_{target} van de gerealiseerde golfhoogte t.o.v. de beoogde golfhoogte voor regelmatige golven blijft beperkt tot waarden tussen 0.77 en 1.30. De afwijking voor onregelmatige golven is gelegen tussen 1.08 en 1.21. Fig. 5.10 geeft een overzicht van deze afwijkingen. De oorzaken van de afwijking zijn te vinden in het gebruik van de lineaire reflectieanalyse en de actieve absorptietechniek, die eveneens gebaseerd is op lineaire golftheorie, terwijl in de golfgoot ook tweede orde (gebonden) golfcomponenten aanwezig zijn die niet door beide technieken kunnen behandeld worden.

Bij de verdere analyse van de resultaten zal met de gerealiseerde invallende golfhoogtes H_i (of H_{si} voor onregelmatige golven) gewerkt worden.

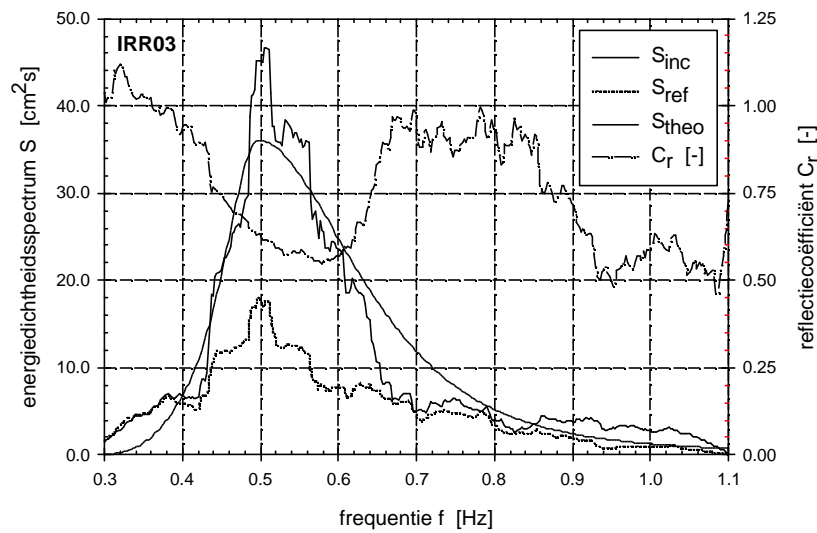


Fig. 5.11. *Vergelijking tussen het door REFCROSS berekende invallende golfspectrum $S_{inc}(f)$ en het beoogde theoretische JONSWAP spectrum $S_{theo}(f)$ met $H_s = 0.10$ m en $T_p = 2.01$ s, alsook het door REFCROSS berekende gereflecteerde golfspectrum $S_{ref}(f)$ en reflectiecoëfficiënt $C_r(f)$, voor test irr03.*

In het geval van onregelmatige golven is het beter de analyse te betrekken op het volledige golfspectrum. Voor test irr03 wordt in Fig. 5.11 een vergelijking gemaakt tussen het door REFCROSS berekende invallende golfspectrum $S_{\text{inc}}(f)$ en het beoogde theoretische JONSWAP spectrum $S_{\text{theo}}(f)$ met $H_s = 0.10$ m en $T_p = 2.01$ s.

De overeenkomst is zeer redelijk, zowel wat de positie van de piek van het spectrum als de totale energie-inhoud betreft. Het door REFCROSS berekende gereflecteerde golfspectrum $S_{\text{ref}}(f)$, en de frequentieafhankelijke reflectiecoëfficiënt $C_r(f)$ zijn eveneens weergegeven in Fig. 5.11. Dit resultaat voor $C_r(f)$ is slechts geldig in het frequentiegebied waar voldoende golfenergie aanwezig is. Duidelijk waarneembaar in Fig. 5.11 is dat langere golven een grotere reflectie veroorzaken: $C_r(f)$ varieert tussen 0.55 en 0.90 voor resp. $f = 0.6$ Hz en $f = 0.45$ Hz.

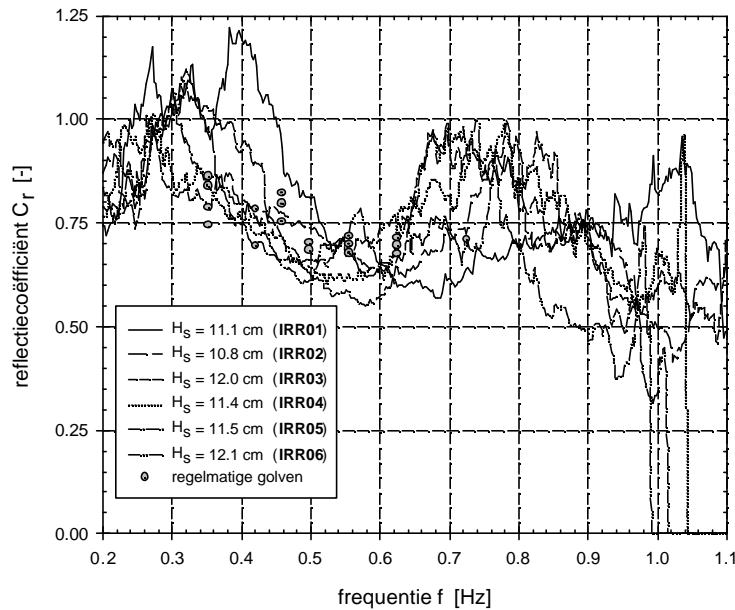


Fig. 5.12. *Overzicht van alle reflectiecoëfficiënten voor regelmatige en onregelmatige golf testen.*

In Fig. 5.13 wordt voor alle onregelmatige golf testen (irr01 t.e.m. irr06) de vergelijking gemaakt tussen het theoretische JONSWAP spectrum $S_{\text{theo}}(f)$ en het gerealiseerde invallende golfspectrum $S_{\text{inc}}(f)$. Algemeen is het resultaat van deze vergelijking ruim voldoende (i.e. de onregelmatige golven zijn naar wens gegenereerd), behalve voor test irr06, waar de piek van het invallende spectrum aanzienlijk verschoven is t.o.v. de piek van het theoretische spectrum.

Tenslotte verzamelt Fig. 5.12, voor verder gebruik, alle reflectieresultaten van regelmatige en onregelmatige golven. Dezelfde algemene trend is duidelijk merkbaar: de reflectiecoëfficiënt neemt af bij toenemende frequentie, en heeft als grootteorde een waarde tussen 60% en 85%. Dit is relatief hoog in vergelijking met de te verwachten reflectiecoëfficiënt van een conventionele stortsteengolfbreker, die qua grootteorde tussen 30% à 45 % bedraagt (zie ook Fig. 6.2). Dat de testen kunnen uitgevoerd worden ondanks deze hoge reflectie van de golfbreker, is te danken aan de goede performantie van het AWASYS actieve absorptiesysteem dat geïnstalleerd is.

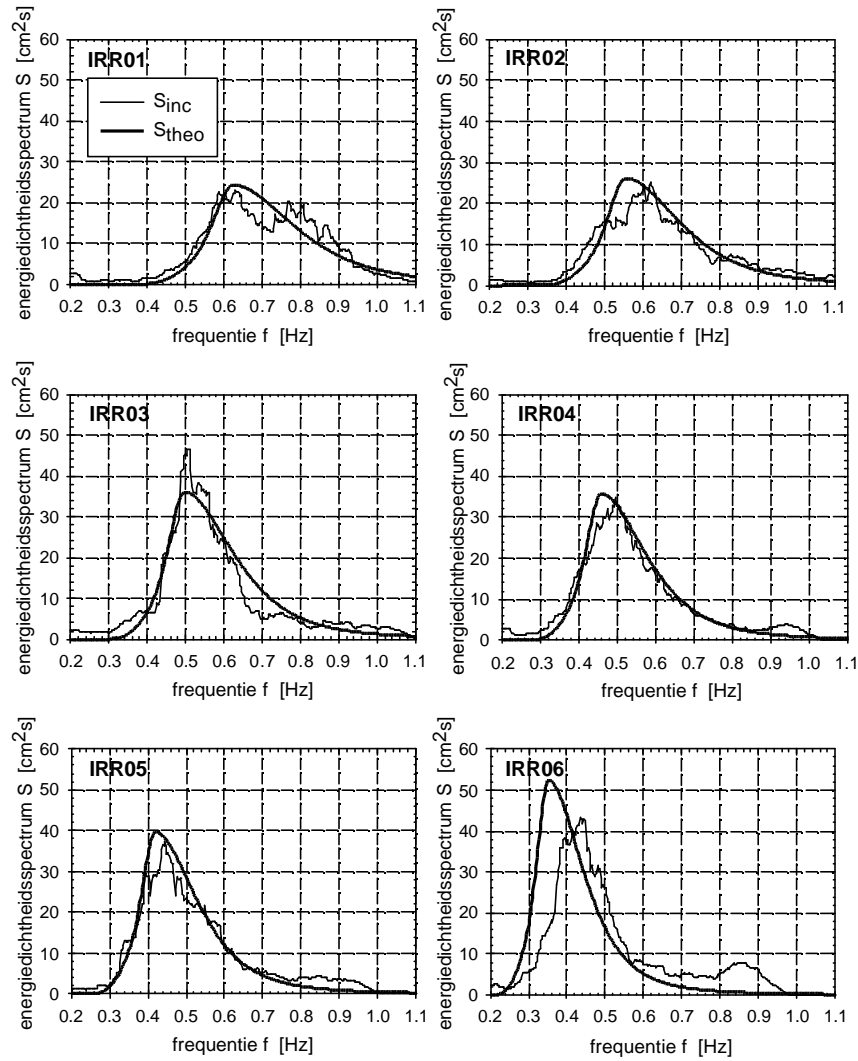


Fig. 5.13. *Vergelijking tussen het door REFCROSS berekende invallende golfspectrum $S_{\text{inc}}(f)$, en het beoogde theoretische Jonswap golfspectrum $S_{\text{theo}}(f)$, voor alle onregelmatige golf testen.*

5.5.3.3 Golfoploop

De 'golfoploop' R_u , voor regelmatige golven, op een verticale wand is hier gedefinieerd als:

$$R_u = \frac{1}{2} H_{WG4} \quad (5.29)$$

met H_{WG4} de golfhoogte gemeten via golfhoogtemeter WG4 aan de voorzijde van de constructie. Voor onregelmatige golven wordt de significante golfoploop R_{u_s} gedefinieerd als:

$$R_{u_s} = \frac{1}{2} H_{s, WG4} \quad (5.30)$$

met $H_{s, WG4}$ de significante golfhoogte in WG4.

Het resultaat is weergegeven in Fig. 5.14 voor regelmatige golven (links) en voor onregelmatige golven (rechts), in functie van de invallende (significante) golfhoogte.

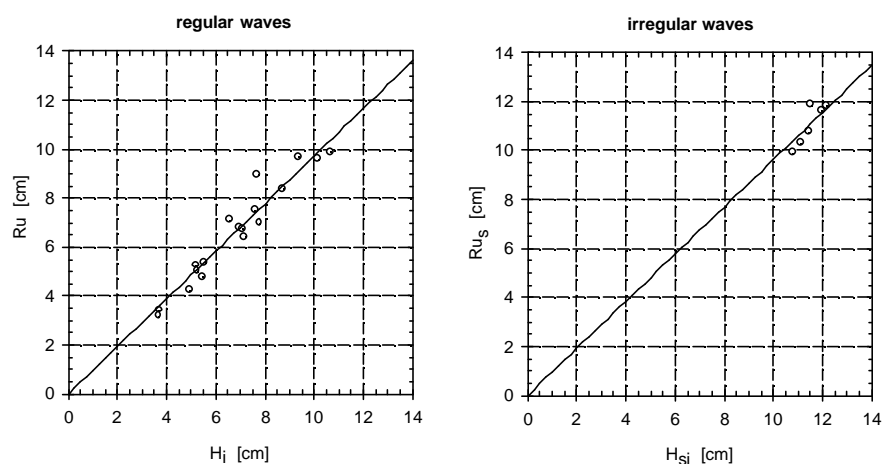


Fig. 5.14. *Golfoploop-resultaten voor regelmatige golven (links) en onregelmatige golven (rechts), met golfoploop R_u of R_{u_s} in functie van invallende golfhoogte resp. H_i of H_{si} .*

De golfoploop neemt lineair toe met toenemende invallende golfhoogte, en voor regelmatige golven geldt:

$$Ru = 0.972H_i \quad (5.31)$$

Dit resultaat verwijst naar het bestaan van een quasi staande golf vóór de golfbreker, met een buik ter plaatse van de verticale wand, met amplitude gelijk aan de golfhoogte H_i .

Voor onregelmatige golven is het lineaire verband zeer gelijkend:

$$Ru_s = 0.963H_{si} \quad (5.32)$$

5.5.3.4 Golftransmissie

De bepaling van de golftransmissie doorheen de golfbreker is relatief eenvoudig. M.b.v. de golfhoogtemeter WG5 wordt achter de golfbreker de getransmitteerde golfhoogte H_t opgemeten, zodat de transmissiecoëfficiënt C_t bepaald wordt als:

$$C_t = \frac{H_t}{H_i} \quad (5.33)$$

voor regelmatige golven, en als:

$$C_t = \frac{H_{st}}{H_{si}} \quad (5.34)$$

voor onregelmatige golven, met H_{st} de significante getransmitteerde golfhoogte. Het resultaat voor C_t wordt uitgezet in functie van de golfsteilheid $s = H_i/L$ voor regelmatige golven, of $s_p = H_{si}/L_p$ voor onregelmatige golven (Fig. 5.15). Een duidelijke lineaire trend is waarneembaar: de golftransmissie neemt af met toenemende golfsteilheid. Dit is in overeenstemming met één van de conclusies van Oumeraci en Partenscky (1990), die stellen dat de energiedissipatie in de dek- en filterlaag toeneemt met toenemende golfsteilheid (par. 5.3.1.3), zodat de resterende transmissie afneemt.

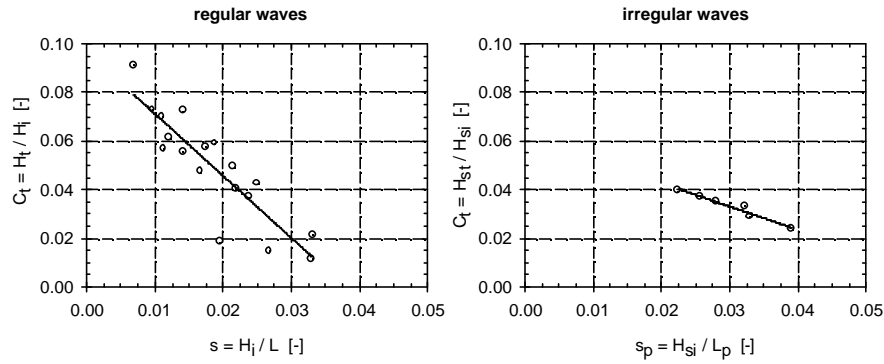


Fig. 5.15. *Golftransmissie-resultaten voor regelmatige golven (links) en onregelmatige golven (rechts), met golftransmissie-coëfficiënt C_t in functie van de golfsteilheid s of s_p .*

Voor regelmatige golven geldt in Fig. 5.15:

$$C_t = -2.551 s + 0.097 \quad (5.35)$$

Voor onregelmatige golven geldt:

$$C_t = -0.957 s_p + 0.062 \quad (5.36)$$

5.5.3.5 Interne set-up van de freatische watertafel

De maximale interne set-up su_{\max} in de kern wordt bepaald als het verschil tussen de gemiddelde waterstand opgemeten met WG5, en het S.W.P. Hierbij wordt impliciet verondersteld dat de maximale set-up optreedt aan de achterzijde van de constructie. Het resultaat is uitgezet (voor regelmatige en voor onregelmatige golven) enerzijds in functie van de invallende golfhoogte H_i (of H_{si}) om een door Barends (1988) gesuggereerd kwadratisch verband te ontdekken, anderzijds in functie van $H_i^2 T$ (of $H_{si}^2 T_p$) om een door Simm en Hedges (1988) gesuggereerd lineair verband te ontdekken.

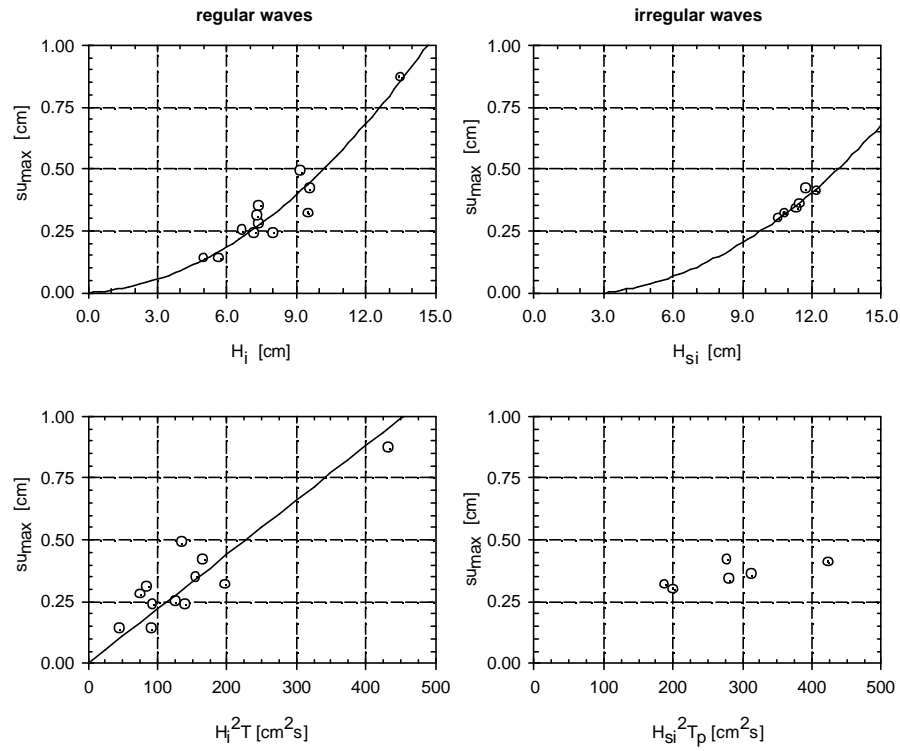


Fig. 5.16. *Interne set-up-resultaten voor regelmatige golven (links) en onregelmatige golven (rechts), met maximale set-up su_{max} in functie van H_i (boven) of $H_i^2 T$ (onder).*

Zowel de kwadratische als de lineaire trends zijn duidelijk waarneembaar voor de regelmatige golven. Voor de onregelmatige golven is de kwadratische trend tussen su_{max} en H_{si} eveneens aanwezig, maar is er geen lineair verband merkbaar tussen su_{max} en $H_{si}^2 T_p$.

Oumeraci en Partenscky (1990) suggereren als vuistregel dat de set-up waarden tussen 10% en 20% van de invallende golfhoogte bedragen (par.

5.3.1.3): voor b.v. $H_i = 6$ cm, is de set-up begrepen tussen 0.6 cm en 1.2 cm. Barends (1988) voorspelt set-up waarden tussen 10% en 20% van de waterdiepte, i.e. tussen 4 cm en 8 cm. De waarde van su_{\max} in de experimentele proeven ligt voor alle testen ruim onder deze voorspelde set-up waarden.

5.5.3.6 Attenuatie van de poriëndrukken

Langsheen de drie verschillende horizontale lijnen C (met $y' = 0.1$ m), B ($y' = 0.2$ m) en A ($y' = 0.3$ m) is de drukattenuatie bestudeerd, gebruik makend van de 5 sensoren per lijn. Voor elke druksensor is m.b.v. spectraalanalyse de drukhoogte $p(x')$ voor regelmatige golven, of de significante drukhoogte $p_s(x')$ voor onregelmatige golven, bepaald uit de tijdreeks (met duurtijd $T_0 = 300$ s) van de druk. De bepaling van de drukhoogte uit het druksignaal verloopt volledig analoog aan de bepaling van de golfhoogte uit het verheffingssignaal van de golf. Deze drukhoogtes zijn vervolgens, per test, uitgezet in functie van x' , en per horizontale lijn is tenslotte het exponentieel drukmodel (5.23) gefit doorheen de experimentele waarden. Merk op dat p_{\max} vervangen is door $p(x')$ of $p_s(x')$ resp.

Fig. 5.17 toont het resultaat van deze bewerking voor een selectie van zes regelmatige golf testen: reg09, reg10 en reg11 (boven), en reg22, reg23 en reg24 (onder). Per test zijn de golfkarakteristieken vermeld, alsook de bij elke horizontale lijn berekende δ -waarde. Voor alle testen met onregelmatige golven (irr01 t.e.m. irr06) zijn in Fig. 5.18 de resultaten in dezelfde vorm weergegeven.

Deze resultaten m.b.t. de drukattenuatie zullen voornamelijk aangewend worden als referentiegegevens voor de validatie van het numerieke model $VOFbreak^2$ in par. 9.5. Hierna volgt slechts een korte bespreking van de resultaten.

Zowel voor de regelmatige als de onregelmatige testen blijken de resultaten van het peil A (voor $y' = 0.3$ m) sterk af te wijken van de resultaten van de andere peilen B en C. Dit is te wijten aan een grotere invallende golfhoogte bij het uitvoeren van de B-setup. Deze resultaten voor $y' = 0.3$ m worden vervolgens beschouwd als een systematische fout, en zullen niet verder in aanmerking genomen worden (zie de bespreking in par. 9.5).

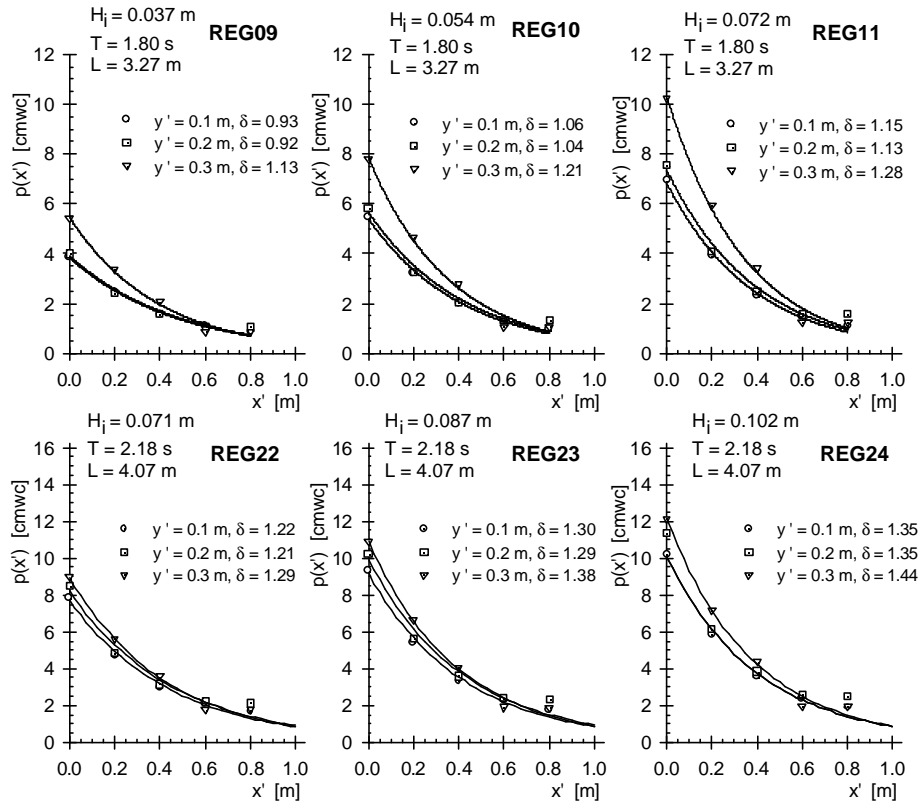


Fig. 5.17. Verloop van de experimenteel bepaalde drukhoogte $p(x')$ en het gefitte theoretische exponentieel model (x.23), in functie van de afstand x' , op drie verschillende niveaus, voor geselecteerde regelmatige golfstenen.

De resultaten voor peilen B en C, in casu de dempingcoëfficiënten δ , zijn niet volledig in overeenstemming met de kwalitatieve conclusies (a-c) geformuleerd uit Fig. 5.5 (in par. 5.4.1) m.b.t. de invloed van de diepte y' , de

golfhoogte H_s en de golfperiode T_p op de dempingcoëfficiënt d van de drukhoogtes in de GWK golfbrekerkern. Deze conclusies worden kort herhaald en besproken voor het geval van de stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie:

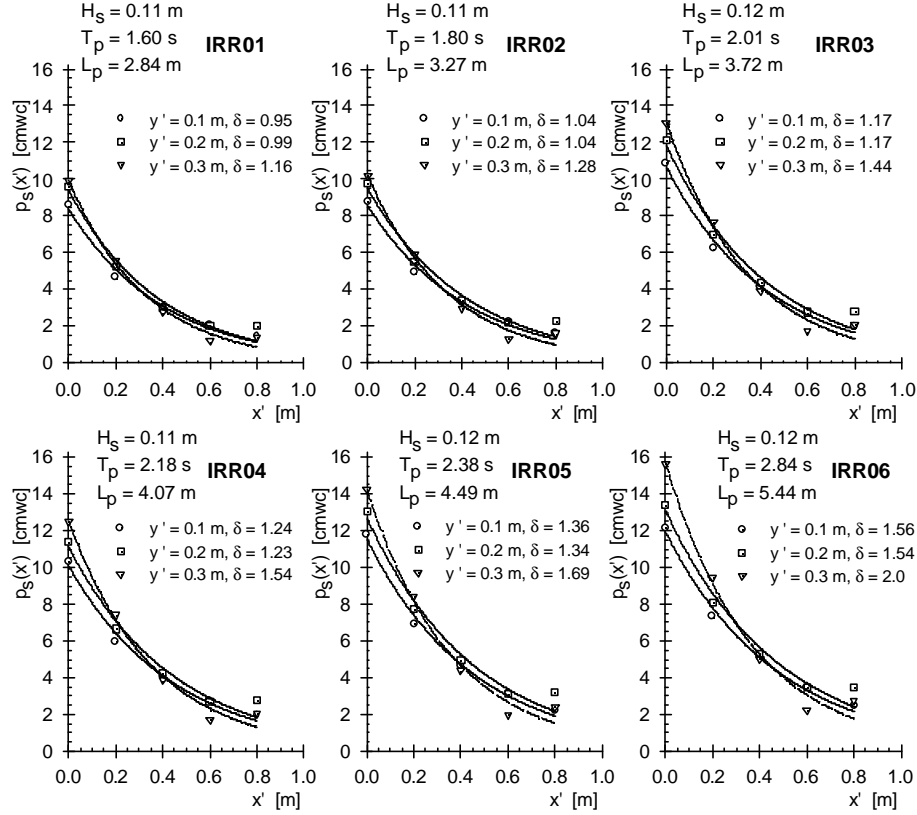


Fig. 5.18. Verloop van de experimenteel bepaalde drukhoogte $p_s(x')$ en het gefitte theoretische exponentieel model (x.23), in functie van de afstand x' , op drie verschillende niveaus, voor de onregelmatige golf testen.

- (a) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante golfperiode T_p , neemt d af met toenemende diepte y' onder het SWP.

Deze conclusie is ook quasi altijd geldig voor de AAU data set, zij het dat de afname slechts summier is. Ze is niet geldig voor irr01, waar een beperkte toename van d is, en voor irr02, irr03 en reg24, waar d eerder constant blijft.

- (b) Voor een constante diepte y' en een constante golfperiode T_p , neemt d af met toenemende golfhoogte H_s .

Deze conclusie is niet geldig voor de regelmatige golven, immers d neemt toe met toenemende golfhoogte. Voor onregelmatige golven kan deze conclusie niet getoetst worden aangezien de golfperiode steeds toeneemt.

- (c) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante diepte y' , neemt d toe met toenemende golfperiode T_p .

Deze conclusie geldt hier eveneens voor de regelmatige en de onregelmatige golfstenen.

Merk op dat de geometrie van de golfbreker in dit geval sterk afwijkt van de conventionele golfbrekergeometrie met een hellend zeewaarts talud. Bovendien is de breedte b van de kern, op diepte y' , hier ruim groter gemaakt dan gewoonlijk, met het oog op het vermijden van de aanwezigheid van een randvoorwaarde aan de landwaartse taludzijde. De resultaten van deze testen en van b.v. de GWK resultaten zijn bijgevolg niet a fortiori kwantitatief met elkaar vergelijkbaar.

5.6 Analyse van Zeebrugge prototype metingen

5.6.1 Inleiding

In deze paragraaf zal de analyse van de golfinteractie met een stortsteen-golfbreker uitgevoerd worden, gebaseerd op prototypemetingen, verkregen uit de meetopstelling te Zeebrugge. De nadruk wordt gelegd op de drukattenuatie en de interne set-up in de kern, niet b.v. op metingen van golfoploop en van golfovertopping. Bij de analyse is een keuze gemaakt uit Tabel 4.9 met de beschikbare bibliotheek van prototype stormen. Alle stormen zijn op CD-ROM gearhiveerd, met een data catalogoog (zie par. 4.6.1) met bijhorende detailinformatie. De verwerking en de analyse van de prototype metingen zijn uitgevoerd met behulp van LabVIEW software (AWWsoft), die volledig origineel ontwikkeld is, van basis lees- en schrijfoperaties tot uitgebreide en gedetailleerde berekeningen.

5.6.2 Spectrogram en stormportret ter identificatie van stormsessie

Elke stormsessie bevat een overvloed aan ruwe data. Het is handig om op één overzichtelijke figuur het verloop van de storm te kunnen overschouwen, ter identificatie van de meest interessante tijdstippen voor verdere analyse. Hiervoor worden twee types overzichtsfiguren voorgesteld.

Het eerste type is een *spectrogram* van de stormsessie. Fig. 5.19 toont het spectrogram van de stormsessie 991104, berekend voor de tijdreeks van een golfmeetboei (WR24). In deze figuur wordt het spectrum van elke opeenvolgende tijdreeks van 15 minuten uitgezet in functie van de tijd. Voor elke frequentiecomponent f wordt de waarde van het energiedichtheidsspectrum $S(f)$ als kleurlegende aangeduid. Uit het voorbeeld van Fig. 5.19 wordt aldus snel afgeleid dat de grootste golfenergie aanwezig is rond het 18^e kwartier, voor de component $f = 0.14$ Hz (of $T = 7.14$ s). Eventuele fouten in het signaal, zoals hoogfrequente ruis, of ontbrekende ruwe data in beperkte tijdsintervallen, kunnen eveneens snel opgespoord worden met behulp van dit spectrogram.

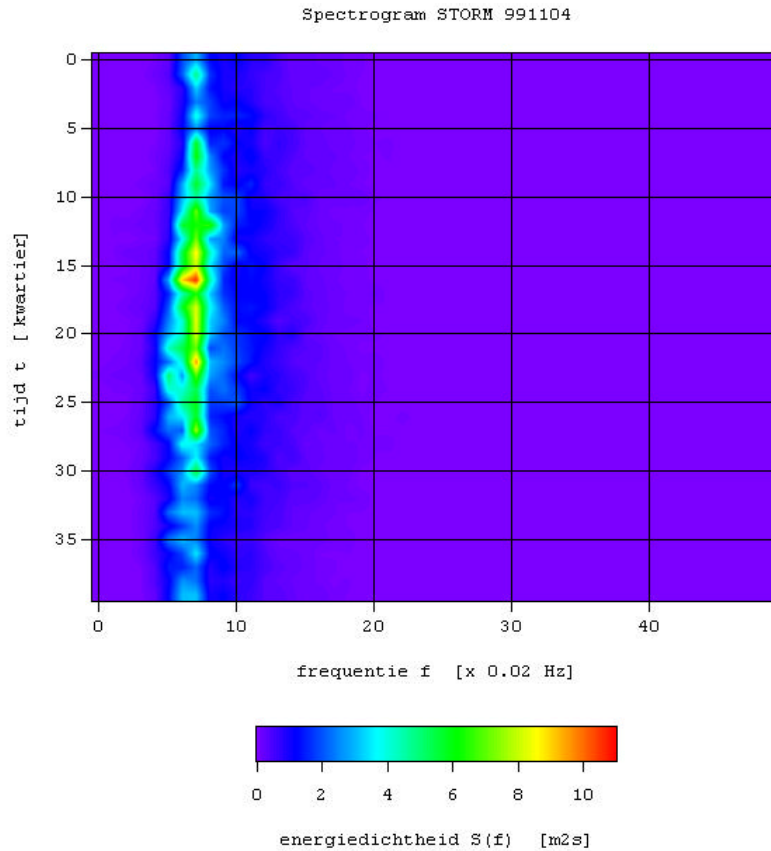


Fig. 5.19. Spectrogram van stormsessie 991104, met het verloop van het energiedichtheidspectrum $S(f)$ in functie van de tijd t .

Het tweede type is een *stormportret* van de stormsessie. Fig. 5.20 toont het stormportret van dezelfde stormsessie 991104. In deze figuur wordt de significante golfhoogte H_s uitgezet in functie van het getij. H_s wordt telkens berekend uit elke opeenvolgende 15 minuten tijdreeks van de golfmeetboei WR24. Het getij, uitgedrukt door het gemiddeld waterpeil (E : Mean Water Level, MWL) is opgemeten in de haven te Zeebrugge of, zoals in dit geval, is afgeleid als gemiddelde waarde van opeenvolgende 15 minuten tijdreeksen van de IRregistraties. Op deze wijze is de gecombineerde informatie van golfhoogte en getij samengebracht in een over-

zichtelijke figuur, en kan de groei en de afname van de storm gevolgd worden. Een typisch gebruik van het stormportret ligt bij de selectie van de tijdreeksen met een waterstand hoger dan een bepaalde drempelwaarde, en een golfhoogte hoger dan een bepaalde drempelwaarde. Naast de hier gebruikte golfhoogte en getijhoogte, kunnen nog andere parameters toegevoegd worden (zoals de windrichting en -snelheid of de stroomrichting en -snelheid), resulterend in een multi-dimensionale classificatie van de prototype data.

Beide types overzichtsfiguren zijn voor alle stormen verzameld in de data catalogo van de stormmetingen, en kunnen daar geraadpleegd worden.

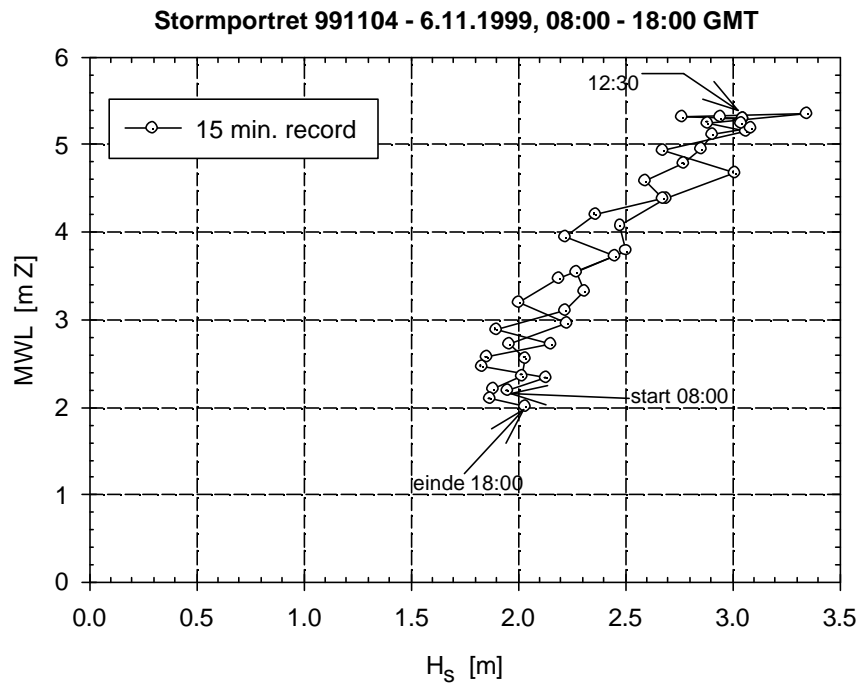


Fig. 5.20. Stormportret van stormsessie 991104, met het verloop van de golfhoogte H_s in functie van het getij MWL.

5.6.3 Typische tijdreeksen van prototype meetgegevens

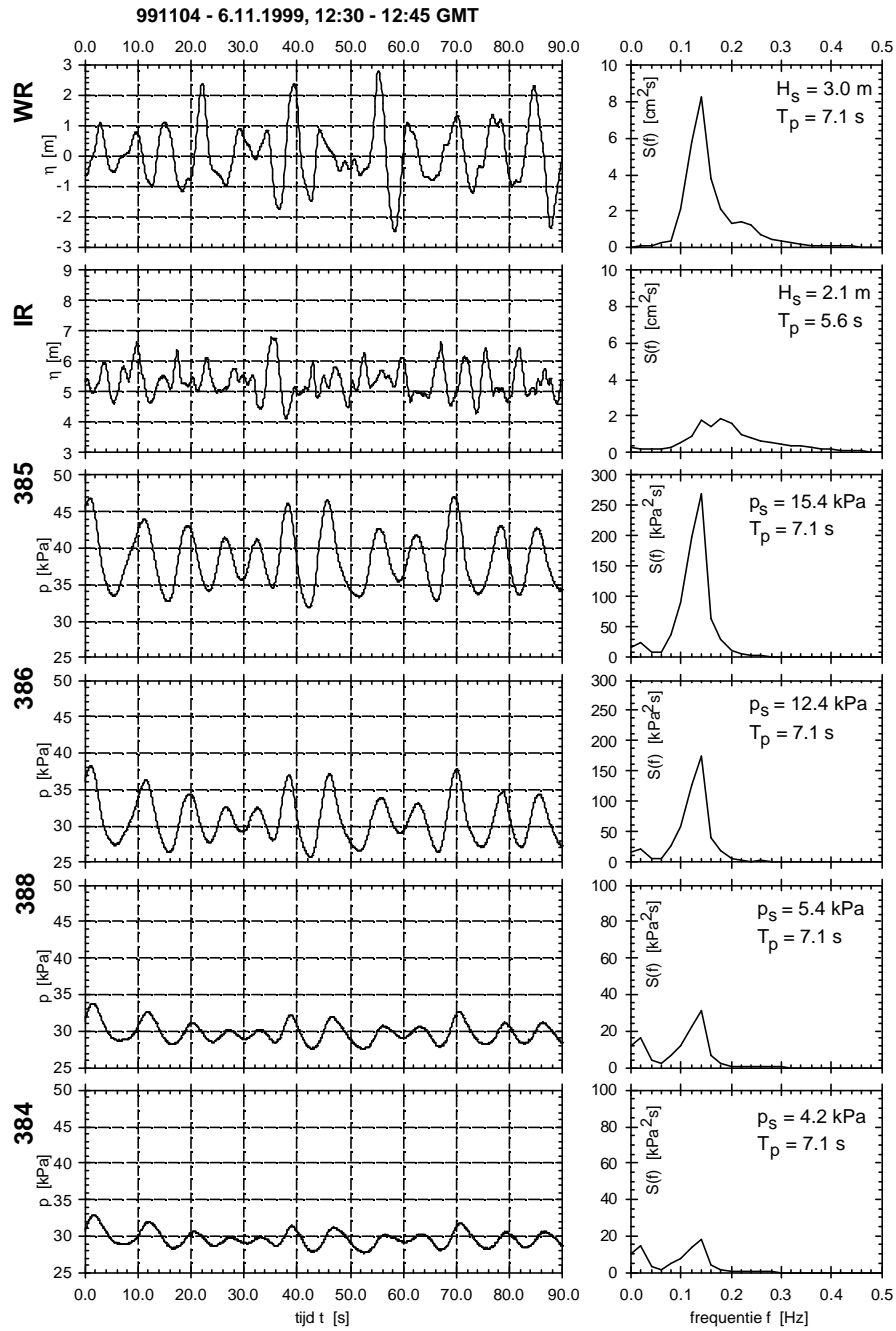
Fig. 5.21 toont een reeks van typische tijdreeksen afkomstig van de prototype metingen, voor stormsessie 991104. Samen met de tijdreeks van een golfmeetboei (WR24), de infra-roodmeter (IR) en 4 druksensoren (385, 386, 388 en 384) op peil Z+2.40 m, zijn de corresponderende spectra weergegeven. De golfmeetboei meet de golfverheffing (of -hoogte) vóór de golfbreker (afstand bedraagt ongeveer 200 m), de IRmeter registreert het waterpeil aan de teen van de golfbreker, en de vier druksensoren, gelegen op één horizontale lijn, tonen de attenuatie van de opgemeten poriëndrukken in de kern van de golfbreker. Behalve voor de IRmeter, blijft de vorm van het spectrum, met piekperiode $T_p = 7.1$ s, behouden.

5.6.4 Interne set-up van de freatische watertafel

De bepaling van de interne set-up in de kern van de golfbreker te Zeebrugge steunt op een aantal veronderstellingen. Als referentiepeil (S.W.P.) wordt het gemiddelde waterpeil (M.W.L.) berekend als gemiddelde waarde van de registratie van de IRmeter gedurende een kwartier. Het waterpeil in de kern wordt niet rechtstreeks gemeten doch afgeleid van de drukmetingen, door de opgemeten drukken om te zetten naar drukhoogtes in m_{zwc}, en bij de positie van de sensor te tellen. Zo wordt het waterpeil voor elke sensor bepaald. Merk op dat hierdoor impliciet verondersteld wordt dat de drukverdeling hydrostatisch is. Dit is zeker niet het geval dichtbij de deklaag maar wordt aannemelijker naar de achterzijde toe, waar de grootste set-up voorspeld wordt.

Onderschrift bij figuur op volgende bladzijde

Fig. 5.21. *Typische tijdreeksen, met corresponderende spectra, van golfmeetboei WR, IRmeter, en druksensoren (385, 386, 388, 384) op peil Z+2.40 m, voor stormsessie 991104, voor het kwartier tussen 12:30 en 12:45 GMT op 6/11/1999. Voor het golfspectrum geldt: vrijheidsgraden $n = 44$, bandbreedte $b = 2.44 \times 10^{-2}$ Hz, duurtijd $T_0 = 900$ s. Merk op dat de verticale schaalverdelingen van de figuren variëren.*



De maximale interne set-up su_{\max} aan de achterzijde van de kern wordt gedefinieerd als het verschil tussen de gemiddelde waarden (over een tijdsinterval van 180 s) van de registratie van de IRmeter en druksensor 384.

Tabel 5.3 bevat de resultaten van de berekening voor de storm 950101, met su_{\max} in functie van de golfhoogte H_s . In dezelfde Tabel 5.3 zijn eveneens de verhoudingen su_{\max}/d en su_{\max}/H_s weergegeven ter vergelijking met de vuistregels van Barends (1988) en Bürger et al. (1988). Voor de andere stormen zijn de resultaten gelijkaardig.

H_s [m]	su_{\max} [m]	su_{\max}/d [-]	su_{\max}/H_s [-]
3.50	0.29	2.6	8.3
3.05	0.33	3.0	10.8
2.25	0.37	3.4	16.4
2.0	0.36	3.3	18.0

Tabel 5.3. Maximale set-up waarden su_{\max} in functie van de golfhoogte H_s , afgeleid uit de stormmeting 950101.

Een vergelijking van de gevonden prototype set-up waarden met de in de literatuur beschikbare vuistregels, leert het volgende. De prototype set-up waarden liggen niet in het bereik voorgesteld door Barends (1988): $0.10 < su_{\max}/d < 0.20$, maar zijn aanzienlijk kleiner: grootteorde $su_{\max}/d = 3$. Daarentegen liggen de prototype waarden wél in het bereik door Bürger et al. (1988) voorspeld op basis van grootschalige proeven: $0.10 < su_{\max}/H_s < 0.20$.

Voor meer informatie omtrent de interne set-up berekeningen en voor een kritische analyse van de "Barends formule" voor de set-up, wordt verwezen naar Troch et al. (1996-b).

5.6.5 Bepaling van de dempingcoëfficiënt δ

De prototype data van de meetopstelling te Zeebrugge zullen hier aangewend worden om de drukattenuatie in de prototype golfbreker te analyseren. Hierbij wordt gebruik gemaakt van het exponentieel dempingsmodel (5.23), hier genoteerd in de vorm:

$$p_s(x') = p_{s,0} \exp\left(-\delta \frac{2\pi}{L'} x'\right) \quad (5.37)$$

met x' de horizontale afstand gemeten tussen de druksensoren in de kern. L' is de golflengte in de kern berekend als $L' = L/\sqrt{D}$, L is de golflengte berekend m.b.v. de dispersierelatie (8.16) met de waterdiepte d aan de teen van de golfbreker en piekperiode T_p . Verder is $D = 1.4$ (cf. Oumeraci en Partensky, 1990), en δ is de dempingcoëfficiënt. De berekening van de significante drukhoogte p_s is volledig analoog aan de berekening van de significante golfhoogte H_s uit het golfspectrum, i.e.:

$$p_s = 4\sqrt{m_0} \quad (5.38)$$

met m_0 het moment van nulde orde, berekend conform de 'IAHR-List of Sea State Parameters' aanbevelingen (1986):

$$m_0 = \int_{\frac{1}{3}f_p}^{3f_p} S(f) df \quad (5.39)$$

met piekfrequentie $f_p = 1/T_p$.

De dempingcoëfficiënten δ worden berekend voor de 9 stormsessies uit Tabel 4.9, voor een -relatief beperkt- bereik van golfhoogtes, -periodes en waterdieptes. Hierna worden de opeenvolgende stappen van de analyse zorgvuldig in detail beschreven.

Om het theoretische verband (5.37) te verifiëren worden de druksensoren op het peil Z+2.40 m beschouwd, met referentiesensor 385, en vervolgens 5 opeenvolgende druksensoren 386, 382, 381, 388 en 384 respectievelijk. De coördinaten van deze sensoren zijn verzameld in Tabel 4.10. De referentie-

druksensor 385 zit ietwat dieper t.o.v. de andere druksensoren van peil $Z+2.40$ m. Toch zal sensor 385 meebeschaafd worden, omdat deze de belangrijke drukmeting dichtbij de grenslijn tussen kern en tussenlaag levert. Bovendien is de fout beperkt, gezien de veronderstelling (die in par. 5.6.5 zal bevestigd worden) dat de drukhoogte $p_s(x'=0)$ ongeveer constant blijft over de diepte langsheen de grenslijn.

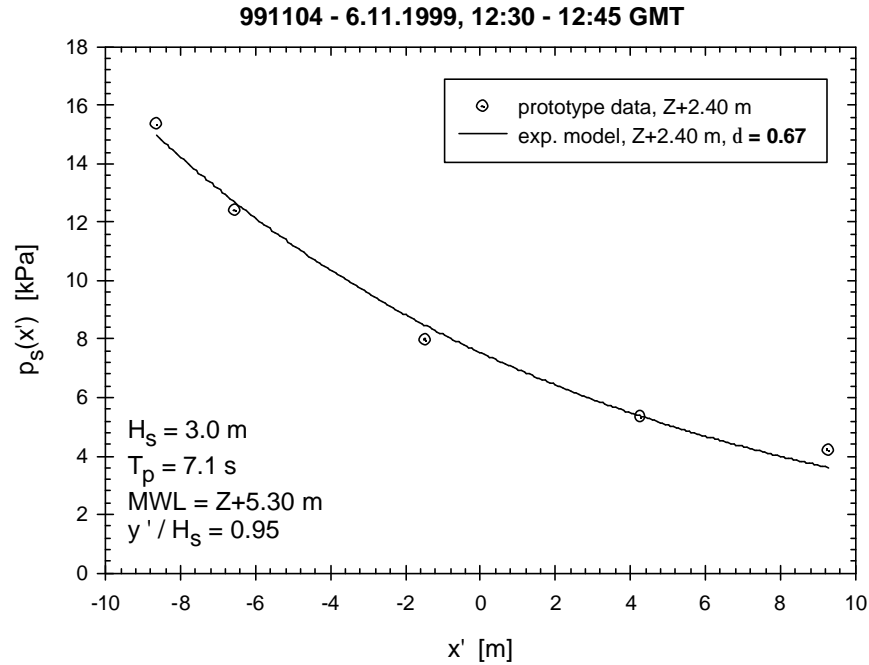


Fig. 5.22. *Attenuatie van de in prototype opgemeten drukhoogte $p_s(x')$, en fitting van het exponentieel model (5.37), voor de druksensoren op het peil $Z+2.40$ m.*

In Fig. 5.22 zijn de drukhoogtes $p_s(x')$ van 5 druksensoren (385, 386, 381, 388 en 384) uitgezet langsheen de x' as, voor een golfrecord met duurtijd 15 minuten, tussen 12:30 en 12:45 uur GMT op 6.11.99. Merk op dat deze

golfrecord dezelfde is als gebruikt in Fig. 5.21. Het exponentieel model (5.37) is gefit doorheen de prototype data, en de dempingcoëfficiënt bedraagt $\delta = 0.67$. Er is een relatief goede overeenkomst tussen de meetgegevens en de exponentiële afname van de drukhoogte volgens (5.37).

Vervolgens zijn in Fig. 5.23 de drie horizontale peilen $Z+3.0$ m, $Z+2.40$ m en $Z+0.70$ m beschouwd, voor dezelfde golfrecord. Opnieuw zijn de drukhoogtes uitgezet, en is het exponentieel model gefit doorheen de prototype data van elk peil. De dempingcoëfficiënten bedragen resp. $\delta = 0.91$, $\delta = 0.67$ (overgenomen uit Fig. 5.22) en $\delta = 0.69$.

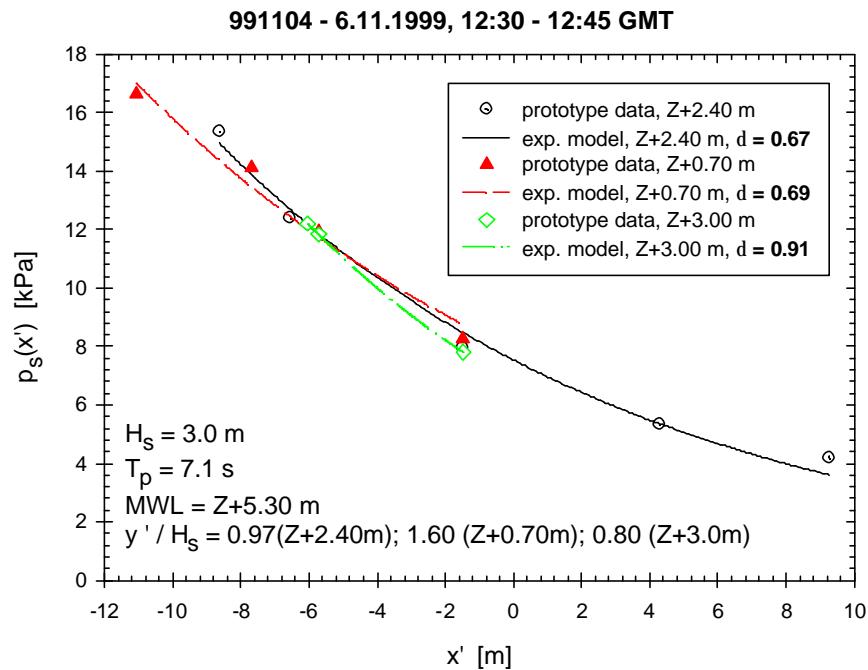


Fig. 5.23. Attenuatie van de in prototype opgemeten drukhoogte $p_s(x')$, en fitting van het exponentieel model (5.37), voor alle peilen $Z+3.0$ m, $Z+2.40$ m en $Z+0.70$ m.

De dempingcoëfficiënt δ neemt af met toenemende diepte y' : van $\delta = 0.91$ (voor $Z+3.0$ m) tot $\delta = 0.67$ (voor $Z+2.40$ m), maar neemt opnieuw miniem toe tussen $Z+2.40$ m ($\delta = 0.67$) en $Z+0.70$ m ($\delta = 0.69$). Deze laatste vaststelling is toe te schrijven aan de beperkte lengte x' waarover de druksensoren op het peil $Z+0.70$ m beschikbaar zijn; en aan het feit dat de referentiesensor 3499 veel dieper (grootteorde 1 m) zit dan de andere sensoren van peil $Z+0.70$ m, waardoor de exponentiële fitting nadelig beïnvloed wordt.

Aangezien de lengte waarover de druksensoren van peil $Z+3.0$ m beschikbaar zijn, nog beperkter is, zullen in het vervolg van de analyse de peilen $Z+0.70$ m en $Z+3.0$ m niet verder beschouwd worden. Er zal verder gewerkt worden met de optimale schikking van peil $Z+2.40$ m, waar de druksensoren aanwezig zijn over de quasi volledige breedte van de golfbrekerkern. Hiermee zal de attenuatie van de poriëndrukken doorheen de kern bestudeerd worden.

In Fig. 5.22 is de berekening van één δ -waarde op peil $Z+2.40$ m weergegeven voor een golfrecord van 15 minuten. De analyse wordt uitgebreid door de δ -waarden van voorgaande en volgende golfrecords van 15 minuten (zonder overlapping) te berekenen voor hetzelfde peil $Z+2.40$ m. Op deze wijze kan het verloop van de δ -waarden in functie van de tijd (i.e. voor de getijcyclus van LW over HW tot LW, met totale duurtijd 10 uur) uitgezet worden. Dit verloop van de dempingcoëfficiënt δ in functie van de tijd, voor het peil $Z+2.40$ m, is voor elke storm van Tabel 4.9 weergegeven in de volgende negen figuren Fig. 5.24.1 t.e.m Fig. 5.24.9. Bovenaan elke figuur is het verloop geschetst van de significante golfhoogte H_s , de piekperiode T_p , de getijhoogte of MWL, en de verhouding y'/H_s , per 15 minuten. H_s en T_p worden berekend m.b.v. de tijdreeks van golfmeetboei WR24. Het MWL is het gemiddelde peil van de 15 minuten-registratie van de IRmeter. De verhouding y'/H_s is de relatieve diepte van de druksensoren onder het MWL. Onderaan elke figuur is de gefitte δ -waarde uitgezet voor hetzelfde tijdsverloop. Enerzijds zijn alle δ -waarden (kruisjes) weergegeven in de figuur, anderzijds is een selectie doorgevoerd (bolletjes) van de δ -waarden voor verder gebruik, met als criterium:

$$\frac{y'}{H_s} > 0.85 \quad (5.40)$$

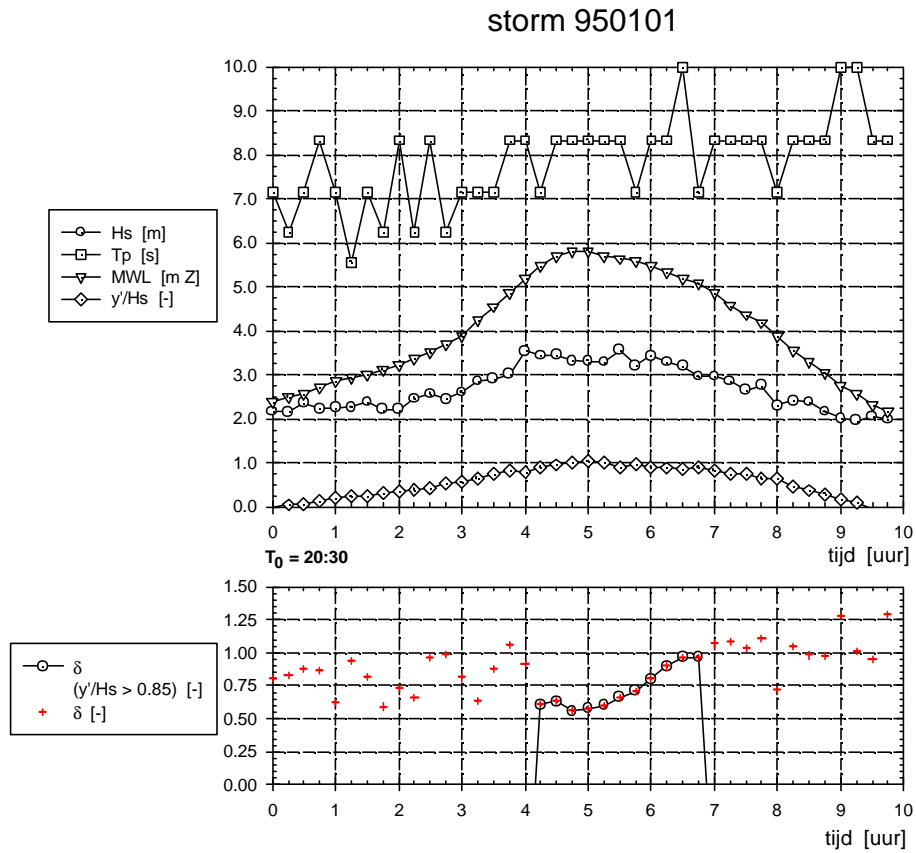


Fig. 5.24.1 Verloop van de significante golfhoogte H_s , de piekperiode T_p , de getijhoogte of MWL, de relatieve diepte der druksensoren y'/H_s en de dempingcoëfficiënt δ in functie van de tijd, gedurende een getijcyclus LW-HW-LW. Bij de δ -waarden is er een selectie doorgevoerd, gebaseerd op het criterium $y'/H_s > 0.85$ (5.40), waarbij slechts de geselecteerde δ -waarden in aanmerking komen voor verdere analyse.

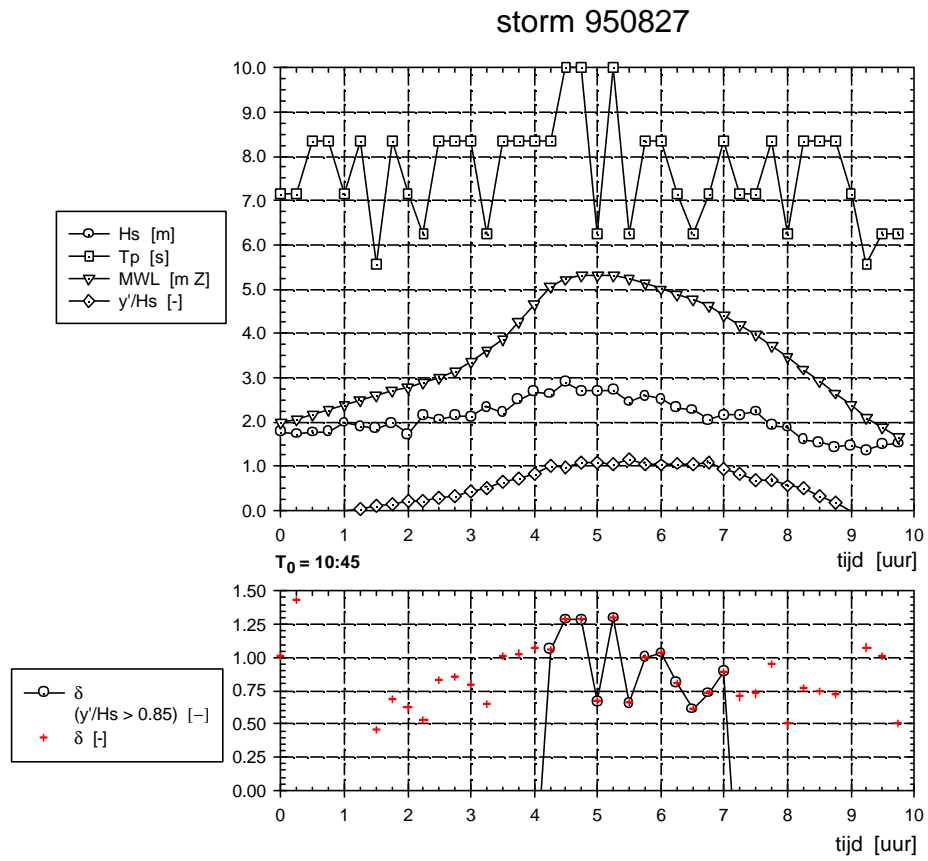


Fig. 5. 24.2 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

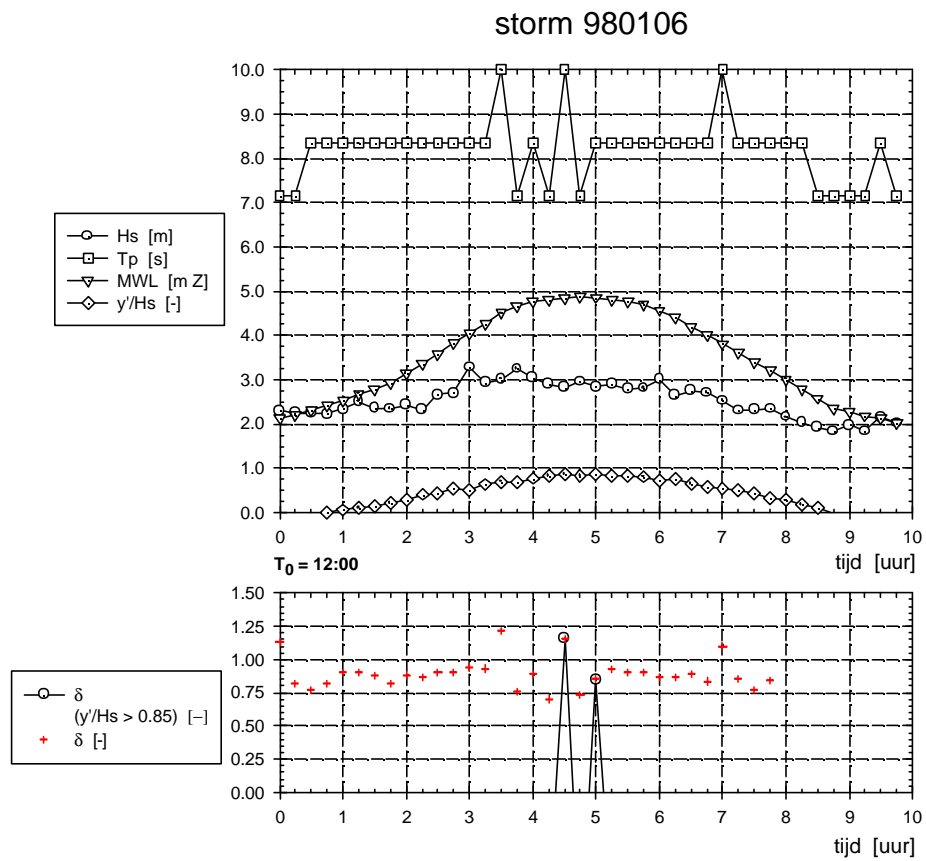


Fig. 5. 24.3 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

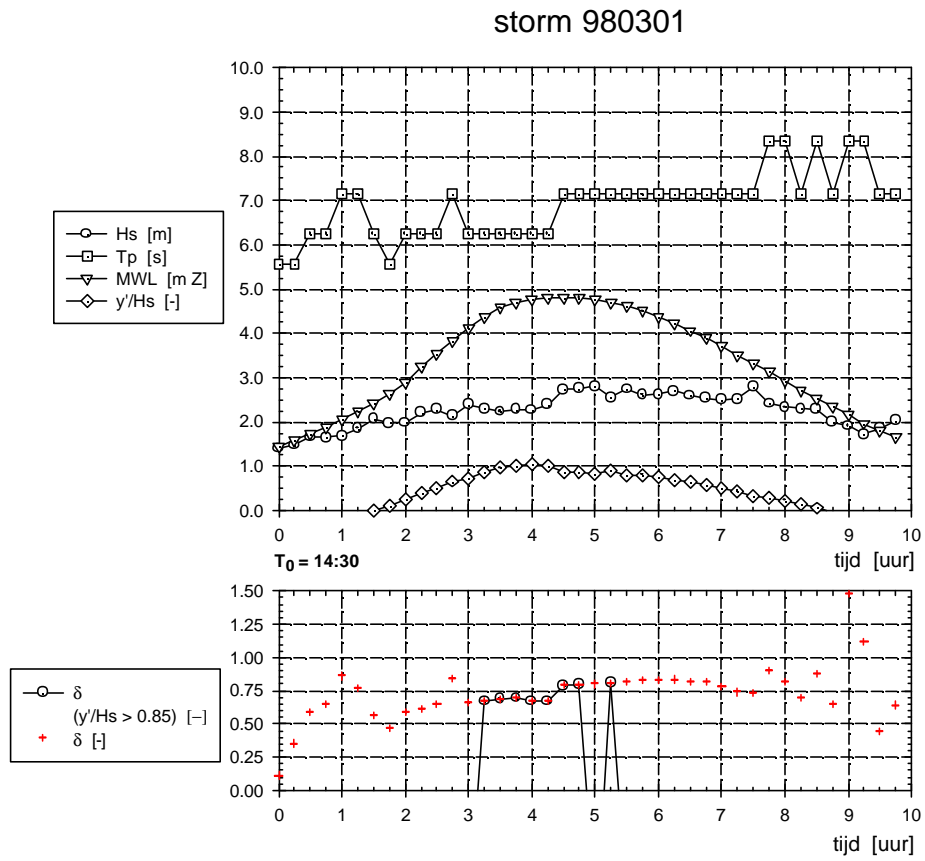


Fig. 5. 24.4 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

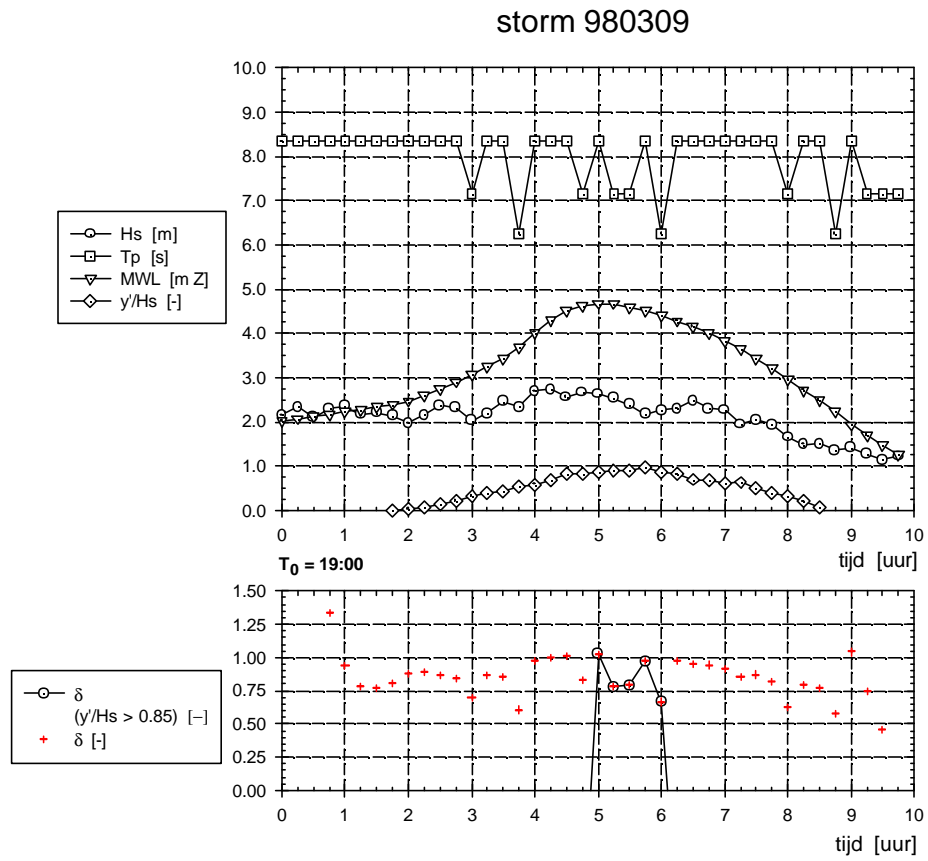


Fig. 5. 24.5 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

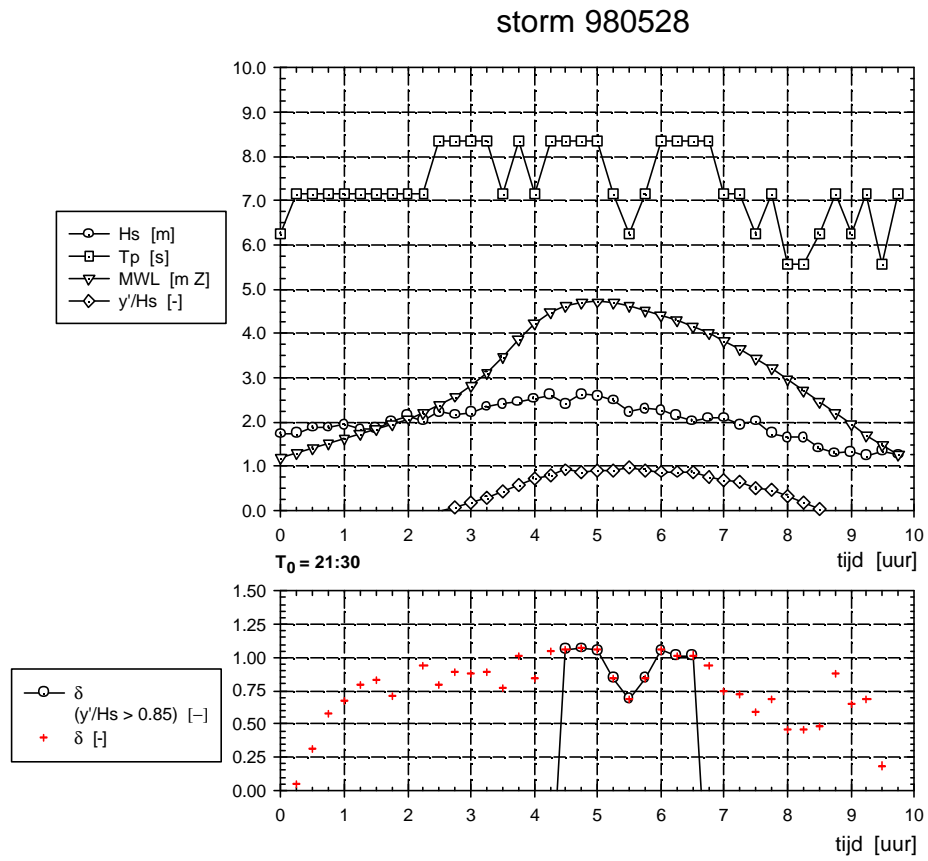


Fig. 5. 24.6 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

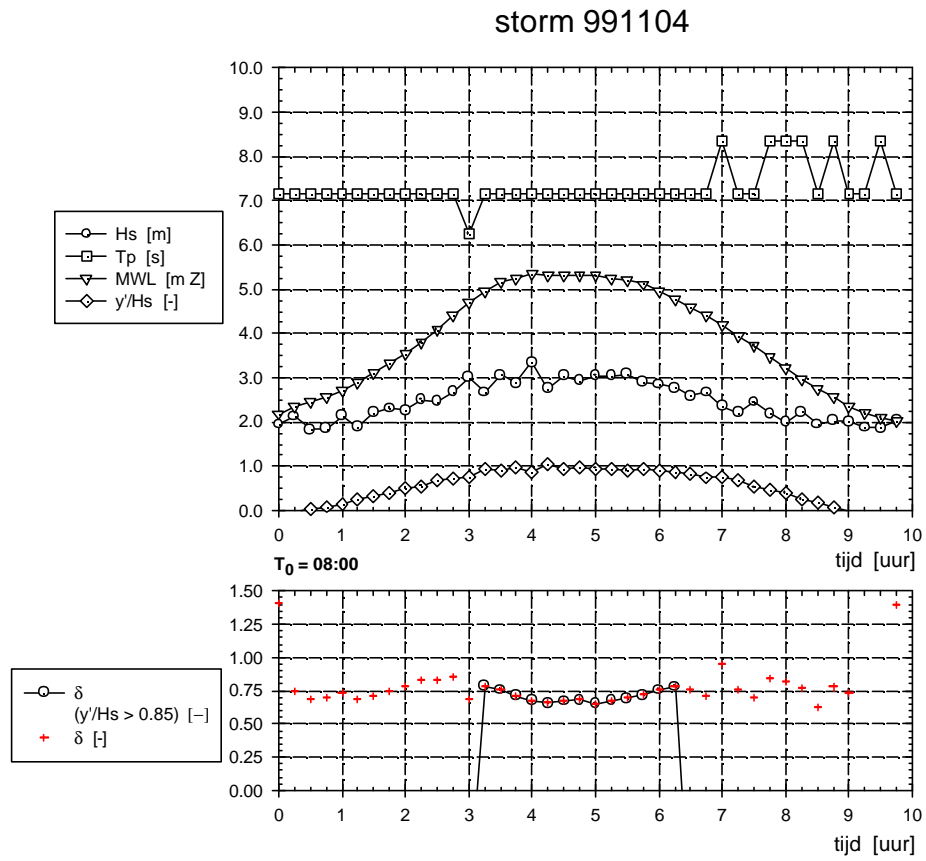


Fig. 5. 24.7 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

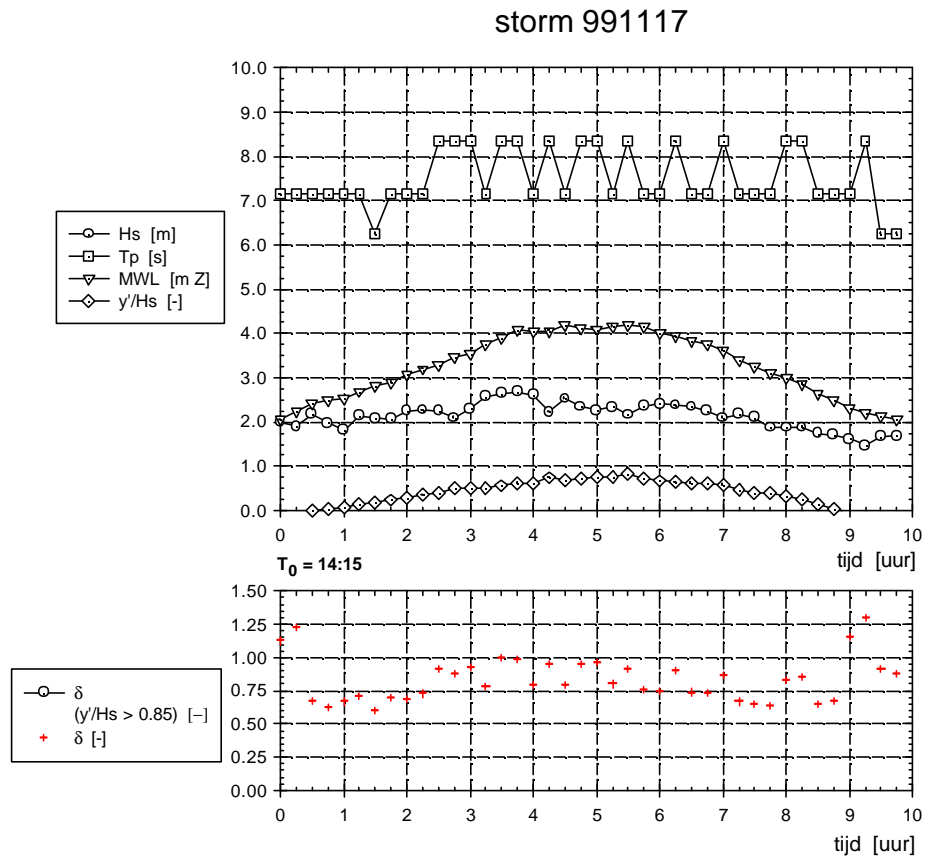


Fig. 5. 24.8 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

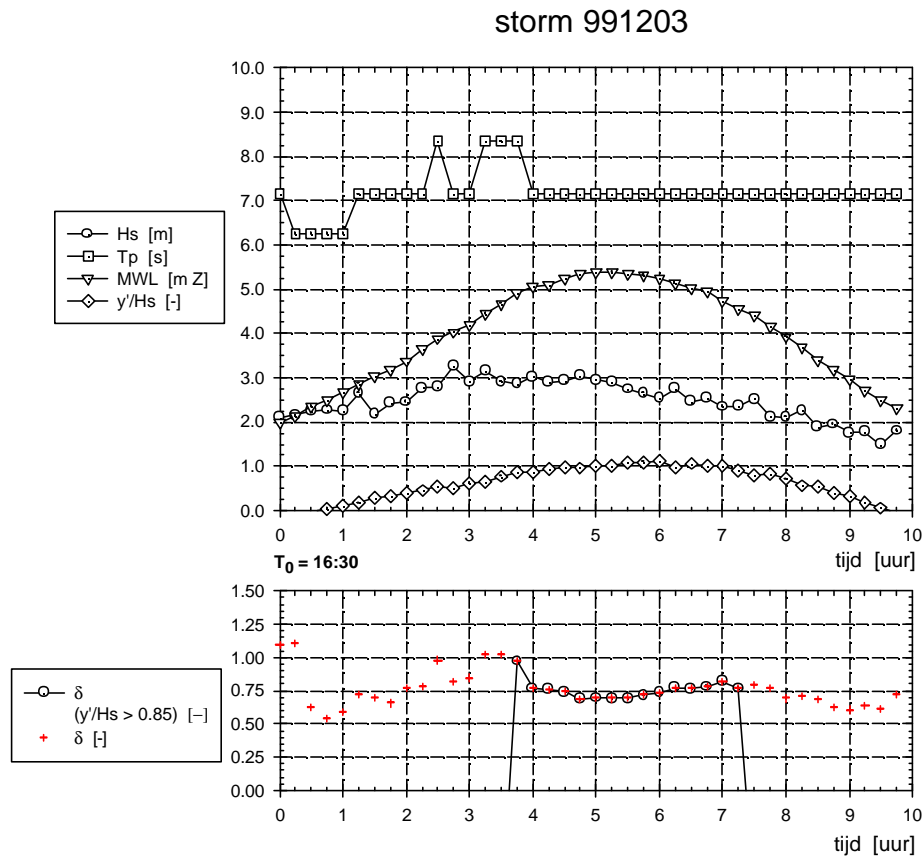


Fig. 5. 24.9 Onderschrift: zie Fig. 5.24.1

De keuze voor de factor 0.85 is relatief arbitrair, en gebaseerd op volgende overwegingen. Er wordt enerzijds vastgesteld dat voor kleine verhoudingen ($y'/H_s < 0.50$) de variatie van opeenvolgende δ -waarden groot is. Voor dergelijke kleine dieptes y' ligt het MWL zeer dicht bij het peil van de druksensoren. Daardoor is er veel turbulente stroming, gecombineerd met water met een relatief groot aandeel luchtbellens, aanwezig in de zone van de

drukmetingen, en is het exponentieel model (5.37) ongeschikt om de druk-attenuatie te beschrijven. Anderzijds is het zeer interessant om de demping-karakteristieken te kunnen analyseren vanaf $y'/H_s = 1.0$ (Burcharth, Liu en Troch, 1999). De grenswaarde 0.85 ligt daartussen, als praktische limiet.

Uit de analyse van de negen figuren Fig. 5.24.1 t.e.m Fig. 5.24.9 worden de volgende conclusies geformuleerd:

- De golfhoogtes H_s variëren in grootteorde tussen 1.5 m en 3.5 m. De maximale golfhoogte $H_s = 3.7$ m is aanwezig in storm 950101. De stormen 980106, 991104 en 991203 vertonen eveneens grote H_s waarden tot 3 m. De golfhoogte in storm 991117 raakt amper boven 2.5 m uit en wordt als (te) klein gecatalogeerd.
- De piekperiodes T_p liggen tussen 6 s en 8.5 s, met een paar uitschieters tot 10 s. Behalve voor stormen 950101 en 950827, is de piekperiode vrijwel constant gedurende de volledige getijcyclus.
- Het maximale MWL ligt gemiddeld rond Z+5 m, en stijgt tot de grootste waarde Z+5.8 m, in stormsessie 950101. In de stormen 991104 en 991203 bereikt het SWP resp. Z+5.3 m en Z+5.4 m. In de 'kleine' storm 991117 is het maximale MWL slechts Z+4.2 m.
- De relatieve diepte y'/H_s neemt toe van nul (rond LW) tot de waarde 1 bij HW. Dit is het gevolg van het feit dat de druk-sensoren relatief hoog in de kern gepositioneerd zijn, dichtbij het MWL.
- De waarde van de (geselecteerde) dempingcoëfficiënt δ ligt tussen 0.5 en 1.25.

Uit deze conclusies wordt afgeleid dat er vier 'grote' stormen aanwezig zijn in de volledige databank van prototype meetgegevens, nl. de stormsessies 950101, 980106, 991104 en 991203. Deze stormen zullen verder geanalyseerd worden. Merk tenslotte op dat de golfkarakteristieken en het waterpeil van deze 'grote' stormen nog ruim kleiner zijn dan de ontwerpwaarden $H_s = 6.20$ m, $T_p = 9.0$ s, ontwerpwaterpeil Z+6.76 m (zie par. 4.2.1).

5.6.6 Verband tussen golfhoogte H_s en drukhoogte $p_{0,s}$

Net zoals bij de analyse (in par. 5.4.2) van de grootschalige GWK meetgegevens (Oumeraci en Partensky, 1990), wordt hier eerst gekeken naar het verband tussen de significante golfhoogte H_s en de significante drukhoogte $p_{0,s}$ langsheen de grenslijn tussen kern en filterlaag. Dit verband verschaft immers de link tussen de externe golfbelasting en de interne damping van de golven. Slechts twee druksensoren zijn aangebracht in de kern dichtbij de filterlaag (zie Fig. 4.2 en Fig. 4.21) en zijn bijgevolg geschikt bij deze studie, nl. 385 en 3499.

Als typisch voorbeeld wordt in Fig. 5.25 het verloop van H_s , $p_{0,s}^{385}$ en $p_{0,s}^{3499}$ in functie van de tijd weergegeven, voor stormsessie 950101, van 0:45 t.e.m. 3:30 GMT. Zoals steeds zijn de waarden per 15 minuten berekend. Gedurende deze geselecteerde periode is de relatieve diepte y'/H_s voor sensor 385 groter dan 0.85, m.a.w. is voldaan aan het criterium (5.40). De relatieve dieptes voor beide sensoren 385 en 3499 zijn eveneens uitgezet in dezelfde Fig. 5.25.

Uit Fig. 5.25 volgen een aantal interessante waarnemingen. De golfhoogte H_s neemt in deze periode langzaam af van 3.5 m tot 3.0 m. De drukhoogtes $p_{0,s}^{385}$ en $p_{0,s}^{3499}$ volgen deze trend, en nemen eveneens af van ongeveer 2 m_{zwc} tot 1.6 m_{zwc} (m_{zwc} staat voor 'meter zout water kolom'). Er is dus een duidelijk verband aanwezig tussen de golfbelasting en de geïnduceerde drukhoogte aan de rand van de kern. De drukhoogte $p_{0,s}^{3499}$ van de laagste sensor 3499 is gemiddeld 8% groter dan de drukhoogte $p_{0,s}^{385}$ van de erboven gelegen sensor 385. Dit kleine verschil blijft ongeveer constant gedurende de volledige geselecteerde periode. Dit wijst erop dat de dynamische poriëndrukhoogtes zeer geleidelijk toenemen naar de bodem toe. Benaderend kan gesteld worden dat de drukhoogtes gelijk zijn, en dat bijgevolg de drukhoogte constant is langsheen de grenslijn: $p_{0,s} \approx \text{cte}$. De verhouding $p_{0,s}/\rho_w g H_s$ bedraagt hier gemiddeld 0.55 (voor sensor 385) tot 0.60 (voor sensor 3499). De relatieve diepte van sensor 385 bedraagt tussen 0.9 en 1.0, de relatieve diepte van sensor 3499 ligt tussen 1.7 en 1.8.

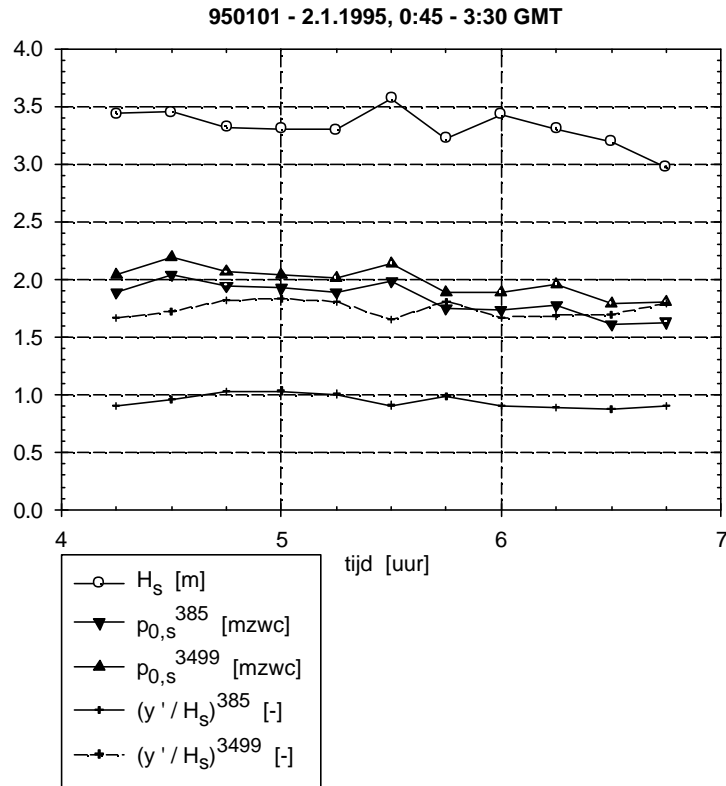


Fig. 5.25. Het verloop van de significante golfhoogte H_s , de drukhoogtes $p_{0,s}^{385}$ en $p_{0,s}^{3499}$ en de relatieve dieptes $(y'/H_s)^{385}$ en $(y'/H_s)^{3499}$ in functie van de tijd, voor stormsessie 950101.

Soortgelijke conclusies zijn ook uit de andere drie stormen afleidbaar. Het loont bijgevolg de moeite om in detail te kijken naar het onderlinge verband $p_{0,s}/\rho_w g H_s$ in functie van de golfsteilheid $s_p = H_s/L_p$. In Fig. 5.26 is deze verhouding $p_{0,s}/\rho_w g H_s$ uitgezet in functie van de golfsteilheid s_p

voor de vier stormen. In de puntenwolk is nog onderscheid gemaakt tussen de data afkomstig van sensor 385 en 3499, zodat het in Fig. 5.25 opgemerkte minieme verschil van 8 % zichtbaar is. Dit verschil wordt verder verwaarloosd, en de best passende rechte is doorheen alle punten tezamen gefit.

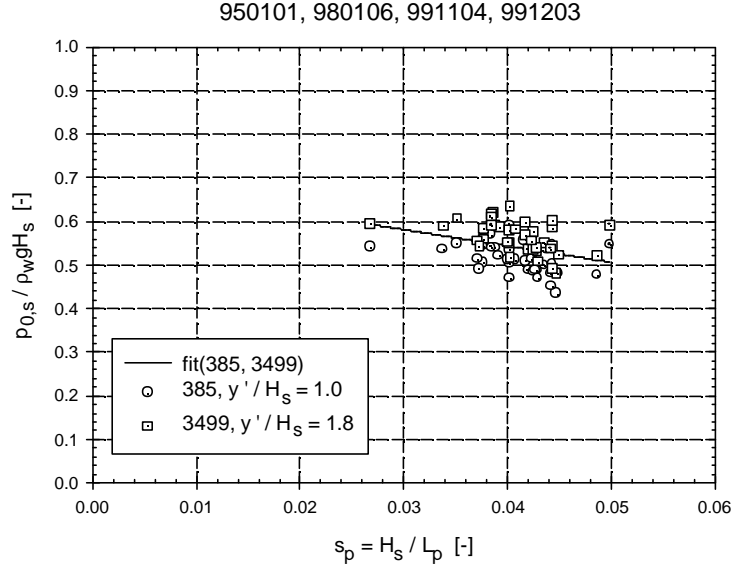


Fig. 5.26. Verband tussen de golfhoogte H_s en de drukhoogte $p_{0,s}$ aan de rand van de kern van de Zeebrugge golfbreker, in functie van de golfsteilheid s_p .

Uit Fig. 5.26 volgt dat de verhouding $p_{0,s} / \rho_w g H_s$ afneemt met toenemende steilheid, van de waarde 0.6 voor $s_p = 0.03$ tot 0.5 voor $s_p = 0.05$. Voor de prototypemetingen wordt dan ook gesteld dat de drukhoogte $p_{0,s}$ langsheen de grenslijn van de kern ongeveer constant is, met:

$$\frac{p_{0,s}}{\rho_w g} \approx 0.55 H_s \quad (5.41)$$

Hetzelfde resultaat is gevonden bij de studie van de grootschalige GWK data set, vergelijking (5.27).

5.6.7 Vuistregel voor de attenuatie van de poriëndrukken

Het doel is hier opnieuw om de dempingcoëfficiënt δ te beschrijven in functie van de vier belangrijkste parameters H_s , T_p , y' en n . Een dergelijke vuistregel is bij de analyse van de proeven op grote schaal ook gemaakt (zie par. 5.4.3).

Hier duikt het specifieke probleem van de prototype metingen op: de drie parameters H_s , T_p en y' zijn niet onafhankelijk van elkaar. In een labo-opstelling kunnen deze parameters onafhankelijk van elkaar ingesteld worden om de betreffende proef uit te voeren. In prototype omstandigheden is er een onderling verband, zodat de invloed van elk apart moeilijk te onderscheiden is. Dit verband zal kort geïllustreerd worden.

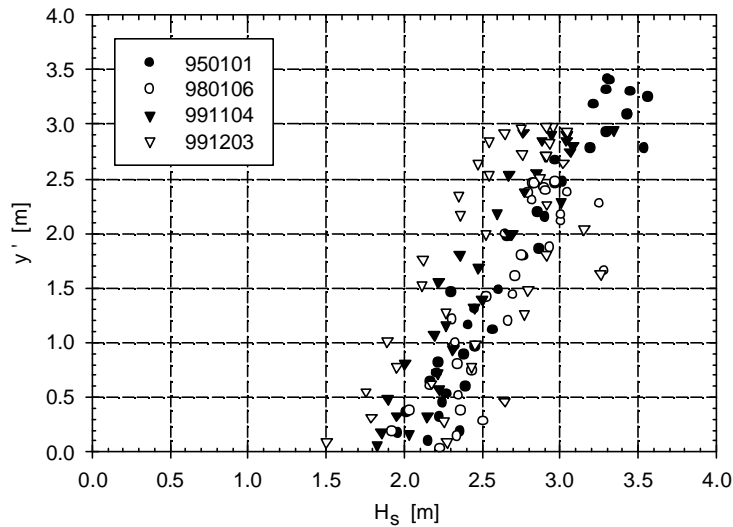


Fig. 5.27. Verband tussen de diepte y' en de golfhoogte H_s voor de prototype metingen te Zeebrugge.

Kwalitatief gesproken neemt de golfhoogte H_s toe met toenemende waterdiepte d (of met toenemende diepte y' tussen MWL en peil van de sensoren): in dieper water kunnen de golfhoogtes groter worden vooraleer de golven breken. Het blijkt bovendien dat de golfperiode eveneens toeneemt met toenemende waterdiepte (of toenemende golfhoogte). Dit onderlinge verband is reeds merkbaar in Fig. 5.24.1 t.e.m. Fig. 5.24.9. Het wordt duidelijk aangetoond door b.v. de diepte y' uit te zetten in functie van de golfhoogte H_s voor de vier stormen (Fig. 5.27). Inderdaad neemt y' duidelijk toe voor toenemende H_s .

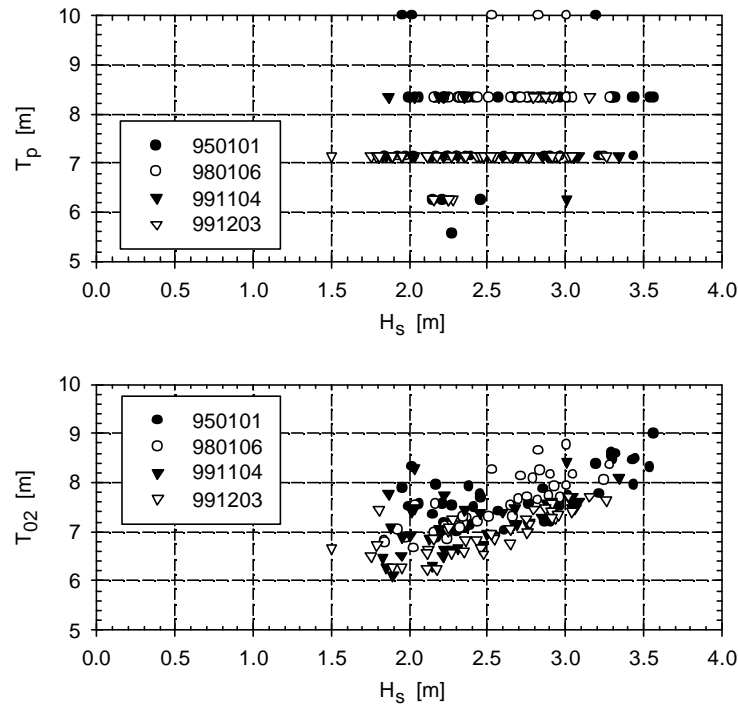


Fig. 5.28. Verband tussen de piekperiode T_p en de golfhoogte H_s (boven), en tussen de gemiddelde periode T_{02} en de golfhoogte H_s (onder), voor de prototype metingen te Zeebrugge.

Ook de golfperiode T_{02} neemt enigszins toe met toenemende golfhoogte H_s (Fig. 5.28 onder). Het verband tussen T_p en H_s is minder duidelijk aanwezig (Fig. 5.28 boven): slechts een summiere toename van T_p kan gesuggereerd worden.

Voor de prototype metingen is het moeilijk om de invloed van de parameters op de demping te onderzoeken zoals voor de proeven op grote schaal, waarbij voor elke parameter apart een duidelijke trend aanwezig is. Toch kunnen op basis van de opgedane ervaring met de proeven op grote schaal, twee duidelijke trends onderscheiden worden (Fig. 5.29). Enerzijds neemt de demping δ af met toenemende diepte y' (Fig. 5.29.a), anderzijds neemt δ eveneens af met toenemende golfsteilheid s_p (Fig. 5.29.b).

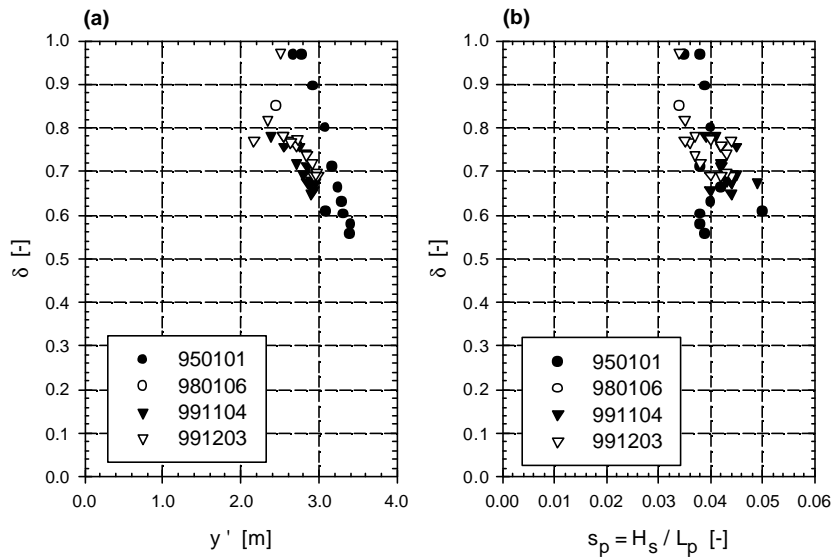


Fig. 5.29. Verband tussen (a) de dempingcoëfficiënt δ en de diepte y' , en tussen (b) de dempingcoëfficiënt δ en de golfsteilheid s_p , voor de vier stormen.

De trends in Fig. 5.29 geven de aanwijzing dat de dempingcoëfficiënten van de prototype metingen te Zeebrugge op dezelfde wijze afhankelijk zijn van de vier vermelde parameters als deze van de proeven op grote schaal (GWK). Daarom wordt de vuistregel (5.28) hier opnieuw toegepast:

$$\delta = a_{\delta} \frac{n^{\frac{1}{2}} L_p^2}{H_s b} \quad (5.28)$$

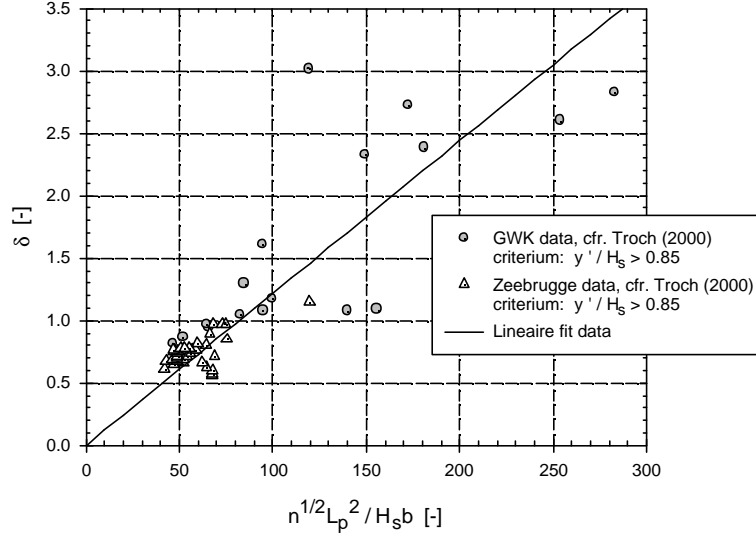


Fig. 5.30. *Opstellen van vuistregel (5.28) voor de dempingcoëfficiënt δ in functie van de vier parameters H_s , T_p , y' en n , gebaseerd op de GWK grootschalige data én de Zeebrugge prototype data, alle geanalyseerd in het kader van dit proefschrift, met $a_{\delta} = 0.0123$.*

In Fig. 5.30 zijn alle δ -waarden voor de Zeebrugge prototype data uitgezet in functie van $\frac{n^{\frac{1}{2}} L_p^2}{H_s b}$. In dezelfde figuur zijn de δ -waarden voor de GWK data uit Fig. 5.7.b herhaald, met additioneel het selectie criterium (5.40) toegepast. Concreet betekent dit dat de δ -waarden op peil $y' = 0.1$ m weggelaten zijn uit Fig. 5.7.b, cf. de discussie gevoerd in par. 5.4.3.

Tenslotte is een best passende rechte van de vorm (5.28) doorheen alle data (GWK grote schaal + Zeebrugge prototype) getekend, waaruit volgt dat $a_\delta = 0.0123$.

De volgende conclusies worden geformuleerd op basis van de resultaten van Fig. 5.30:

- Het bereik van de δ -waarden voor de GWK data set ligt tussen 0.8 en 3, voor de Zeebrugge data set tussen 0.5 en 1.
- Ook het bereik van de x-as is voor de GWK data set veel groter dan voor de Zeebrugge data set. De prototype data geven slechts een toetsing van de vuistregel voor een beperkt bereik van de parameters.
- De prototype data en de GWK data set geven zeer vergelijkbare dempingcoëfficiënten (voor het beperkte bereik van de x-as).
- De richtingscoëfficiënt $a_\delta = 0.0123$ voor de combinatie "GWK data + Zeebrugge data" is 12% kleiner dan de richtingscoëfficiënt $a_\delta = 0.0140$ voor de GWK data in Fig. 5.7.b. Dit is te wijten aan het gebruik van het selectie criterium (5.40) voor de GWK data, en de aanwezigheid van de Zeebrugge prototype data.

5.6.8 Praktisch rekenmodel voor de beschrijving van de verdeling van de poriëndrukken in de kern van de stortsteengolfbreker

De conclusies uit de analyse van de GWK data set én de Zeebrugge data set worden nu samengevat om tot een eenvoudig maar praktisch rekenmodel te komen. Dit rekenmodel voorspelt de drukverdeling en -attenuatie in de kern van de stortsteengolfbreker, en is gebaseerd op een beperkt aantal eenvoudige inputparameters. Op deze wijze is voldaan aan de verzuchtingen van

Bürger et al (1988) om tot een eenvoudig en betrouwbaar rekenmodel te komen voor de verdeling van de poriëndrukken.

Hierna worden de opeenvolgende stappen van het rekenmodel uiteengezet (Fig. 5.31).

- Logischerwijze wordt gestart met het begroten van de golfbelasting, i.e. de golfhoogte H_s en golfperiode T_p . De golflengte L_p wordt berekend met waterdiepte d en T_p .
- Ten gevolge van de aanzienlijke energiedissipatie die optreedt in de dek- en filterlaag, is de resterende drukhoogte $p_{0,s}$ aan de grenslijn tussen filterlaag en kern gereduceerd tot ongeveer de helft, en bovendien is deze drukhoogte $p_{0,s}$ ongeveer constant over de diepte y' . Dit wordt uitgedrukt door $\frac{p_{0,s}}{\rho_w g} \approx 0.55 H_s$ (5.27) en $p_{0,s} \approx \text{cte}$.
- Vervolgens wordt de attenuatie van de drukhoogte langsheen een horizontale lijn (de x' -as) beschreven door het exponentiële dempingsmodel $p_s(x') = p_{s,0} \exp(-\delta \frac{2\pi}{L'} x')$ (5.37), waarbij de dempingcoëfficiënt δ bepaald wordt door de vuistregel $\delta = a_\delta \frac{n^{\frac{1}{2}} L_p^2}{H_s b}$ (5.28) met $a_\delta = 0.0123$. De golflengte in de kern is bepaald als $L'_p = \frac{1}{\sqrt{D}} L_p$ (5.17) met $D = 1.4$.
- De op deze wijze berekende drukhoogte $p_s(x')$ in elk punt van de kern van de golfbreker is slechts de hydrodynamische drukvariatie ten gevolge van de golfwerking. Om de totale druk te bekomen in elk punt dient de corresponderende hydrostatische druk én de eventueel aanwezige set-up bijgevoegd te worden.

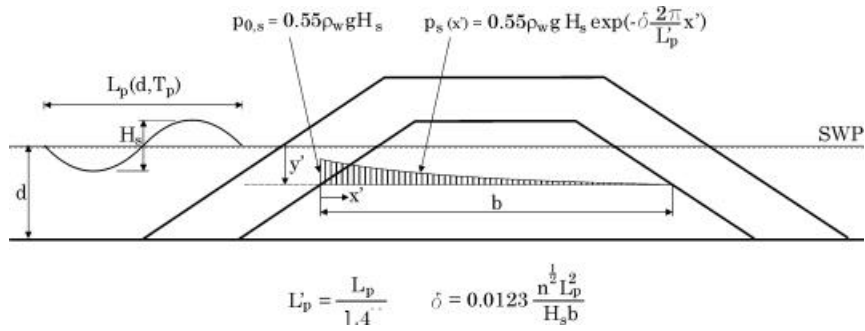


Fig. 5.31. Illustratie bij het gebruik van het praktische rekenmodel ter begroting van de door de golven geïnduceerde drukverdeling in de kern van de stortsteengolfbreker.

Merk op dat het dempingsmodel niet bruikbaar is dichtbij het SWP. Als praktische diepte vanwaar het dempingsmodel geldig is, wordt $y'/H_s > 0.85$ voorgesteld, naar analogie met het selectie criterium (5.40) voor de prototype meetgegevens.

De grootte van de set-up van de freatische watertafel is beperkt. Uit de prototypemetingen volgt dat su_{\max} beperkt blijft tot maximaal 0.40 m. Bürger et al. (1988) geven als schatting $0.10 < su_{\max}/H_s < 0.20$. In het geval slechts de drukgradiënt een rol speelt, kan de set-up verwaarloosd worden.

Het hier voorgestelde praktische rekenmodel is zeer nuttig bij studies waar de drukverdeling een grote rol speelt, zoals b.v. bij de berekening van de glijdvlakken. Een andere toepassing, die zeer recent is en een mooie toekomst tegemoet gaat, is het gebruik van dit model in een nieuwe procedure om de verschaling van de golfbrekerkern te berekenen (Burcharth, Liu en Troch, 1999)

5.7 Besluit

De experimentele studie van de golfinteractie met een stortsteengolfbreker behelst voornamelijk de voortplanting en attenuatie van de golven in de kern van de golfbreker. Geschoeid op een theoretische leest wordt een dempingsmodel voor de attenuatie van de poriëndrukken opgesteld. Dit relatief eenvoudig mathematisch model is gebaseerd op de veronderstellingen van potentiaalstroming en gelineariseerde wrijvingsterm, en heeft als uitdrukking:

$$p(x) = p_0 \exp\left(-\delta \frac{2\pi}{L'} x\right) \quad (5.18)$$

met $p(x)$ de drukhoogte in de poriën van de stortsteenkern in punt x , p_0 de drukhoogte aan de rand $x = 0$, δ een dempingcoëfficiënt en L' de golflengte in de kern. Het dempingsmodel (5.18) drukt uit dat de attenuatie van de drukhoogte exponentieel afneemt in de kern. Vergeleken met het Forchheimer model (3.46) bevat het dempingsmodel (5.18) geen niet-lineaire turbulente wrijvingsterm. Deze vaststelling suggereert dat het gelineariseerde exponentieel dempingsmodel te eenvoudig is voor de beschrijving van de fysische processen. Uit de experimentele studie zal echter blijken dat het dempingsmodel tóch goed geschikt is. Het wordt dan ook verder toegepast bij de analyse.

De experimentele studie is gebaseerd op drie grote data sets. De GWK data set (Bürger et al., 1988) bevat drukmetingen afkomstig van grootschalige labo-proeven van een conventionele stortsteengolfbreker (schaal 1:5). In het kader van dit werk zijn laboproeven uitgevoerd in een golfgoot van Aalborg University, met als hoofddoel het verkrijgen van meetgegevens (de AAU data set) voor de validatie van het numerieke model VOFbreak². Tenslotte zijn de prototype meetgegevens van de golfbreker te Zeebrugge (Zeebrugge data set) geanalyseerd.

Literatuuronderzoek van fysische modelproeven leert dat de beschikbare drukmetingen zeer schaars zijn. Slechts de GWK data set is beschikbaar voor verder onderzoek. Dankzij de grootschaligheid van de labo-opstelling zijn geen schaaffecten te verwachten. De door Bürger et al. (1988) en Oumeraci en Partenscky (1990) gepubliceerde resultaten zijn beknopt voorgesteld, en kritisch besproken. Vervolgens is de GWK data set in dit werk verder bestudeerd met betrekking tot de dempingkarakteristieken van de beproefde golfbreker. De analyse van de drukattenuatie langsheen drie

horizontale lijnen doorheen de kern aan de hand van het dempingsmodel (5.18), levert belangrijke conclusies i.v.m. de invloed van de parameters diepte y' , golfhoogte H_s en golfperiode T_p op de dempingcoëfficiënt δ . Deze invloed wordt mathematisch vastgelegd in de "vuistregel" (5.28):

$$\delta = a_\delta \frac{n^{\frac{1}{2}} L_p^2}{H_s b} \quad (5.28)$$

Dankzij dit belangrijke verband (verder lapidair vuistregel genoemd) is het mogelijk de dempingcoëfficiënt δ te voorspellen aan de hand van vier eenvoudige parameters.

Verder wordt uit de GWK data set een verband tussen de invallende significante golfhoogte H_s en de significante drukhoogte $p_{0,s}$ t.p.v. de grenslijn tussen kern en filterlaag, bepaald:

$$\frac{p_{0,s}}{\rho_w g} \approx 0.55 H_s \quad (5.27)$$

Dit verband steunt o.a. op de vaststelling dat de drukhoogte langsheen de grenslijn ongeveer constant is: $p_{0,s} \approx \text{cte}$ (behalve dichtbij het SWP).

De labo-meetopstelling van de AAU data set is gedetailleerd beschreven in Bijlage D en summier herhaald in par. 5.5.2. De geometrie van de beproefde golfbreker is eenvoudig, met verticale wand vooraan ten behoeve van het numerieke validatieproces. De analyse van de meetgegevens betreft het vastleggen van het gedrag van de golfbreker onder golfaanval in termen van golfreflectie, -oploop en -transmissie, interne set-up en attenuatie van de poriëndrukken. Deze analyse wordt hernomen in hoofdstuk 9.

De analyse van de prototype meetgegevens is onontbeerlijk voor een goed algemeen inzicht in de fysische processen bij golfinteractie met een stortsteengolfbreker, maar is voorheen nooit uitgevoerd. De Zeebrugge data set is bijgevolg zeer waardevol. De analyse van de dempingkarakteristieken van de golfbreker is uitgevoerd aan de hand van het exponentieel dempingsmodel, in de vorm (5.37). Het verband (5.27) tussen H_s en $p_{0,s}$

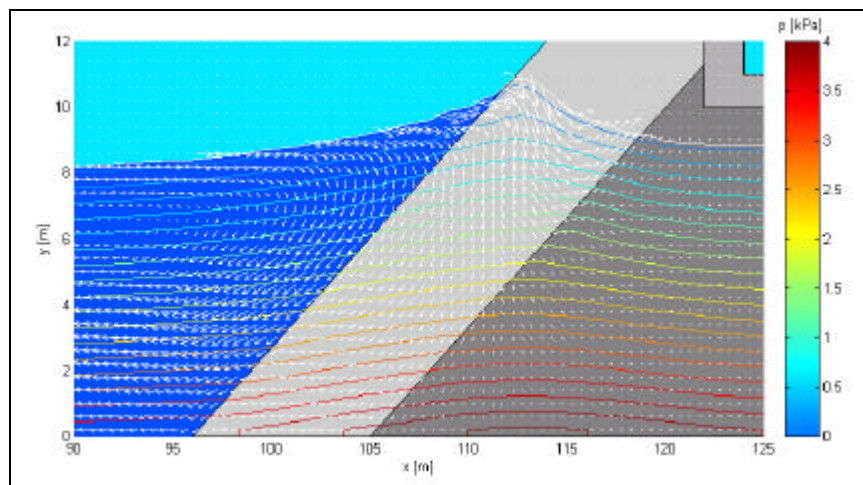
wordt bevestigd door de prototypemetingen, alsook het feit dat $p_{0,s} \approx \text{cte}$ langsheen de grenslijn. De vuistregel (5.28) die de invloed van y' , H_s , T_p en porositeit n op de dempingcoëfficiënt δ beschrijft, is toegepast op de Zeebrugge data set én op de GWK data set, en levert als richtingscoëfficiënt $a_\delta = 0.0123$.

Tenslotte is een handig praktisch rekenmodel opgesteld, dat de drukverdeling en -attenuatie in de kern van een stortsteengolfbreker beschrijft. Dit rekenmodel is gebaseerd op de analyse van de GWK en Zeebrugge data sets die beide hetzelfde gedrag vertonen.

Experimentele studie en numerieke modellering van golfinteractie met stortsteengolfbrekers

Volume II - Numerieke Modellering

PETER TROCH



AFDELING WEG- & WATERBOUWKUNDE

Proefschrift tot het verkrijgen van de graad van
Doctor in de Toegepaste Wetenschappen - Bouwkunde
Academiejaar 1999-2000

HOOFDSTUK 6

Golfabsorptie methodes

6.1 Inleiding: problematiek van golfreflectie

Beschouwen we, om de gedachten te vestigen, een golfgoot waar aan de ene (b.v. linker-)zijde watergolven gegenereerd worden, en waar in de buurt van de andere zijde een poreuze structuur, zoals bijvoorbeeld een golfbreker, ingebouwd is (Fig. 6.1). Het genereren van watergolven in de golfgoot geeft aanleiding tot reflectie van de invallende golven tegen de golfbreker, en tot transmissie van de invallende golven doorheen de golfbreker. Beide fenomenen ontstaan ten gevolge van de interactie tussen de golven en de structuur, en zorgen voor een specifiek reflectieprobleem in de golfgoot:

- (a) De golven die door transmissie tegen de andere zijde van de golfgoot aanlopen, reflecteren tegen deze vaste wand en beïnvloeden ongewenst de stroming doorheen de golfbreker.
- (b) De door de golfbreker gereflecteerde golven lopen terug naar de golfgenerator-zijde, en 're-reflecteren' tegen deze zijde, zodat ze ongewenst de karakteristieken van het invallende golfveld beïnvloeden.

Bijgevolg dienen de ongewenste reflecties (a) aan de achterzijde van de golfgoot, en de re-reflecties (b) aan de generatorzijde, geminimaliseerd te worden. Principieel kan dit door aan beide zijden van de golfgoot een soort '*open rand*' voorwaarde te creëren waardoorheen de golven bij wijze van spreken ongestoord de golfgoot kunnen verlaten. Men zegt ook dat deze randen de golven kunnen '*absorberen*'.

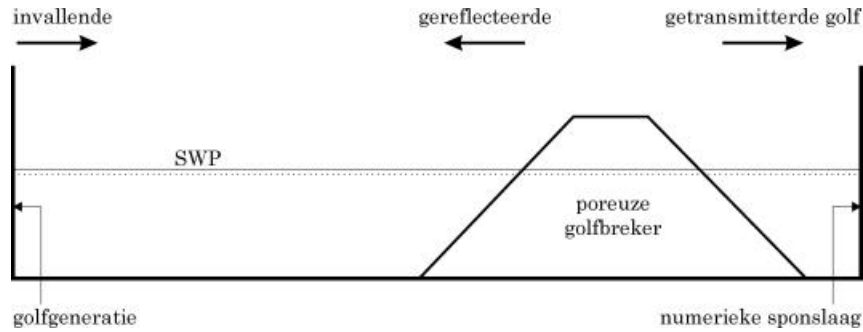


Fig. 6.1. *Klassieke opstelling in een golfgoot, met golfgeneratie aan de linkerzijde, en ingebouwd poreuze golfbreker aan de rechterzijde.*

De methodes voor golfabsorptie zijn oorspronkelijk ontwikkeld in laboratoria uitgerust met een fysische golfgoot. Deze golfabsorptie-methodes worden globaal verdeeld in 'passieve' systemen die de invallende golfbeweging dempen op passieve wijze (meestal door energiedissipatie), en 'actieve' systemen die een actieve respons bieden op de invallende golven. Op het eerste gezicht lijkt het logisch de gekende methodes uit de fysische golfgoot eveneens toe te passen in de recent ontwikkelde numerieke golfgoten. Toch verdient het de stellige voorkeur deze absorptiemethodes aan te passen aan de specifieke vereisten en kenmerken van de numerieke golfgoot, om ze optimaal te gebruiken in hun 'nieuwe' numerieke omgeving. Deze grondige 'ombouw' van de absorptiemethodes naar efficiënte numerieke randvoorwaarden voor gebruik in VOFbreak² is het onderwerp van dit hoofdstuk.

De golfreflectie wordt kwantitatief uitgedrukt met behulp van een reflectiecoëfficiënt C_r , gedefinieerd als de verhouding van de gereflecteerde golfhoogte H_r tot de invallende golfhoogte H_i (Sorensen, 1997):

$$C_r = \frac{H_r}{H_i} \quad (6.1)$$

Voor een verticale ondoordringbare wand is $C_r = 1.0$, voor een stortsteengolfbreker geldt typisch $C_r \approx 0.35$, en voor een zandstrand met zachte helling ($V:H = 1:10$) is $C_r \approx 0.10$. Fig. 6.2 geeft een algemeen

overzicht van de grootteorde van de reflectiecoëfficiënt C_r voor verschillende types structuren (Thompson et al., 1996).

Een efficiënt minimaliseren van golfreflectie vereist dat de reflectiecoëfficiënt $C_r \leq 0.10$ voor het volledige bereik van golfhoogtes en -periodes die in de golfgoot kunnen gegenereerd worden (Hughes, 1993). De performantie van de ontwikkelde absorptiemethodes in VOFbreak² zal met dit criterium vergeleken worden.

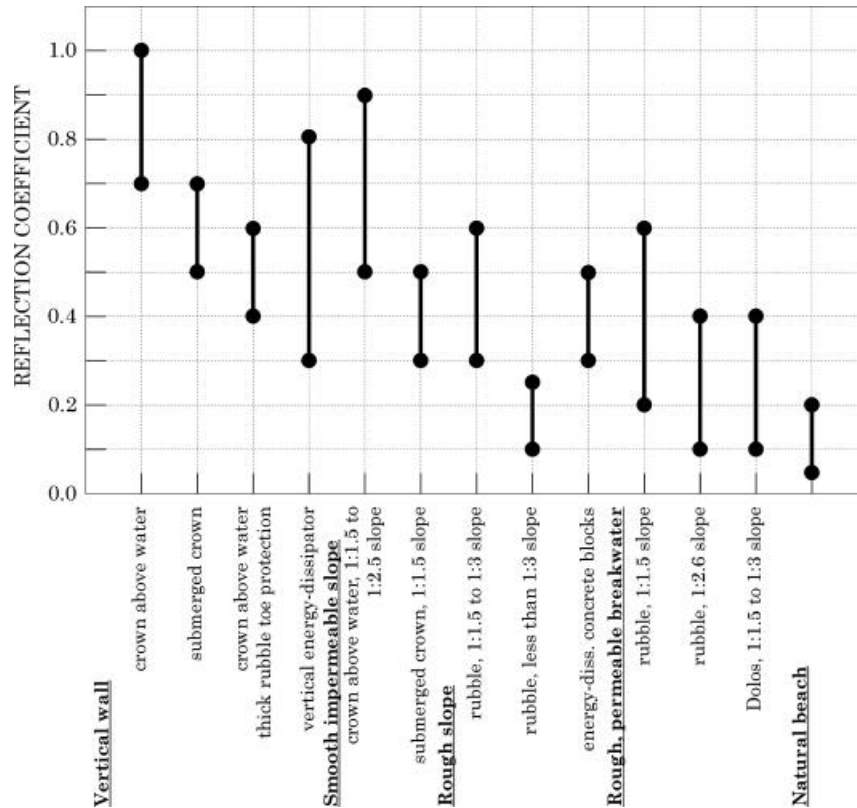


Fig. 6.2. *Typisch bereik van de reflectiecoëfficiënt C_r voor korte golven, en voor verschillende types kustwaterbouwkundige structuren (Bron: Thompson et al., 1996).*

In par. 6.2 worden de *passieve* absorptie-methodes, die toegepast worden in een fysische golfgoot, kort toegelicht. Het klakkeloos (en weinig elegante) overnemen van deze methodes in een numerieke goot wordt besproken, en een nieuwe variante passieve absorptie-methode wordt voorgesteld voor gebruik in de numerieke goot VOFbreak².

Par. 6.3 beschrijft een nieuwe *actieve* absorptie techniek die gebruik maakt van digitale filters, en die in het kader van dit proefschrift ontwikkeld is met het oog op een zeer efficiënt gebruik als numerieke golfrandvoorwaarde in VOFbreak². Eerst wordt het principe van de actieve absorptie besproken, en wordt de frequentierespons van de digitale filters theoretisch afgeleid. Vervolgens wordt de nadruk gelegd op het praktische ontwerp van de digitale filters, met behulp van een nieuw computerprogramma. Verder volgt een kritische vergelijking van het gebruik van deze absorptiemethode in een numerieke en in een fysische golfgoot. Finaal wordt de performantie van deze methode onderzocht aan de hand van analytische testen. De implementatie van de actieve absorptie-methode in het numerieke model VOFbreak², en de bijhorende performantietesten aan de hand van numerieke simulaties, wordt uitvoerig beschreven in hoofdstuk 8.

6.2 Passieve absorptie van golven

6.2.1 In een fysische golfgoot

De traditionele methodes die in een fysische golfgoot gebruikt worden om reflectie van getransmitteerde golven aan de achterzijde van de golfgoot te beperken, zijn te herleiden tot drie basistechnieken (Chakrabarti, 1994, en Hughes, 1993):

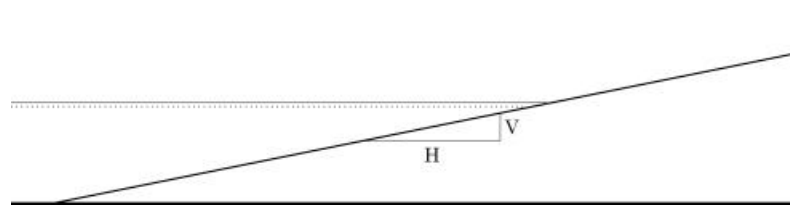
1. Strand met flauwe helling (Fig. 6.3.a)
De meest populaire passieve absorptie techniek is het gebruik van een 'strand' met een flauwe constante helling ($V:H = 1:6$ tot $1:10$). Dit strand wordt achteraan de golfgoot aangebracht en kan b.v. bestaan uit zand, stortsteen, hout of beton.
2. Poreuze massa (Fig. 6.3.b)
Homogeen materiaal met een relatief hoge porositeit (60 tot 80 % holten), en met een eenvoudige blokvorm in doorsnede, wordt vóór de achterzijde van de goot geplaatst.

3. Scherm, geperforeerd of met draadstructuur (Fig. 6.3.c)

Een rij schermen met zeer hoge porositeit (95 %) wordt na elkaar geplaatst, vóór de achterzijde.

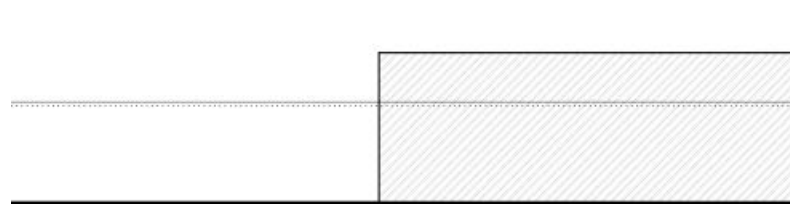
Deze technieken zorgen voor een geleidelijke energiedissipatie van de golven, en dus voor een beperking van de ongewenste reflectie in de goot. Het nadeel van deze technieken is dat zij een aanzienlijke inbouwlengte vereisen (100 tot 200 % van de golflengte) om de reflectie tot 10 % te beperken, en derhalve een nuttig deel van de beschikbare lengte van de golfgoet inpalmen.

(a)



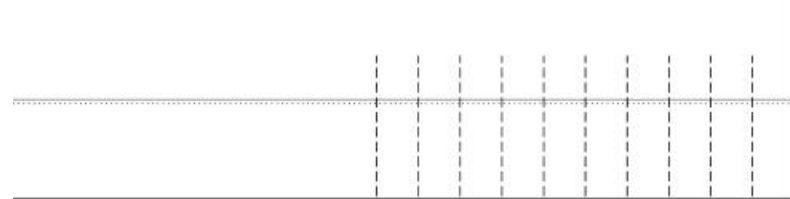
(a) Strand met flauwe helling.

(b)



(b) Homogeen materiaal met hoge porositeit (60 tot 80 % holten).

(c)



(c) Rij schermen met zeer hoge porositeit (95 % holten).

Fig. 6.3. Basistechnieken voor passieve absorptie van golven in een

fysische golfgoot.

Om hieraan te verhelpen, en een optimale passieve absorptie te verkrijgen met een gereduceerde inbouw lengte, worden veelal parabolische stranden ingebouwd (Chakrabarti, 1994). Dit zijn hellingen met drie belangrijke kenmerken: (1) een (quasi) parabolische vorm in doorsnede, (2) bestaande uit poreus materiaal en (3) met een grote oppervlakteruwheid. Fig. 6.4 toont een aantal veelgebruikte voorbeelden van dergelijke parabolische stranden.

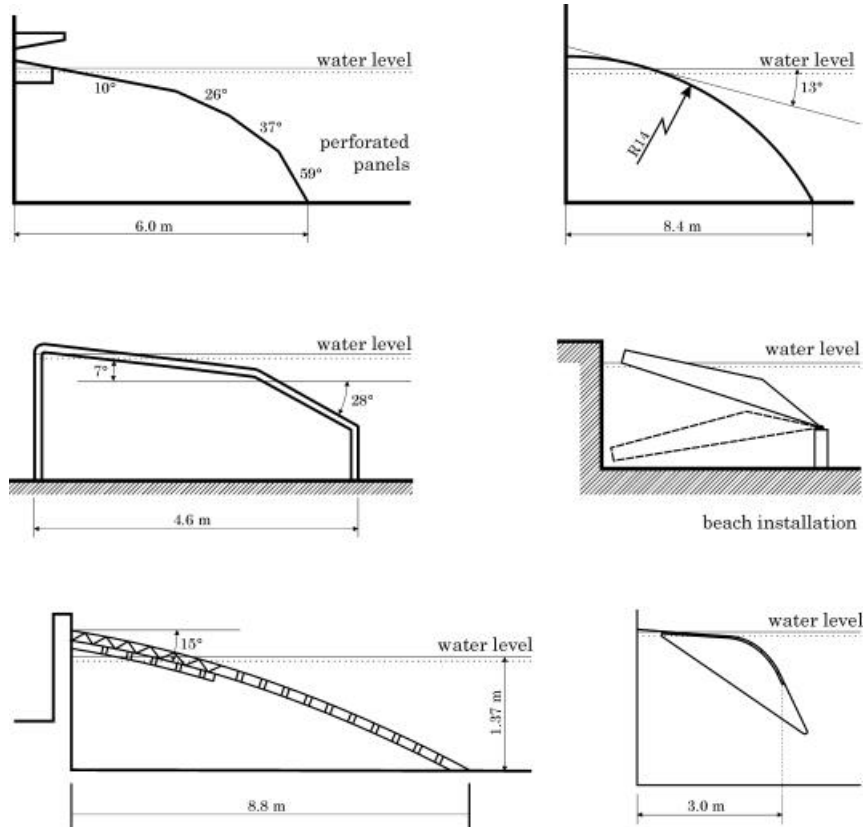


Fig. 6.4. *Praktische voorbeelden van parabolische stranden voor de passieve absorptie aan de achterzijde van de golfgoot.*
(Bron: Chakrabarti, 1994)

Le Méhauté (1972) stelde een *progressieve* passieve golfabsorptie voor, bestaande uit een aantal in porositeit afnemende secties naar de achterzijde toe. Zo wordt eveneens een progressieve dissipatie van de invallende golfenergie bekomen (Fig. 6.5).

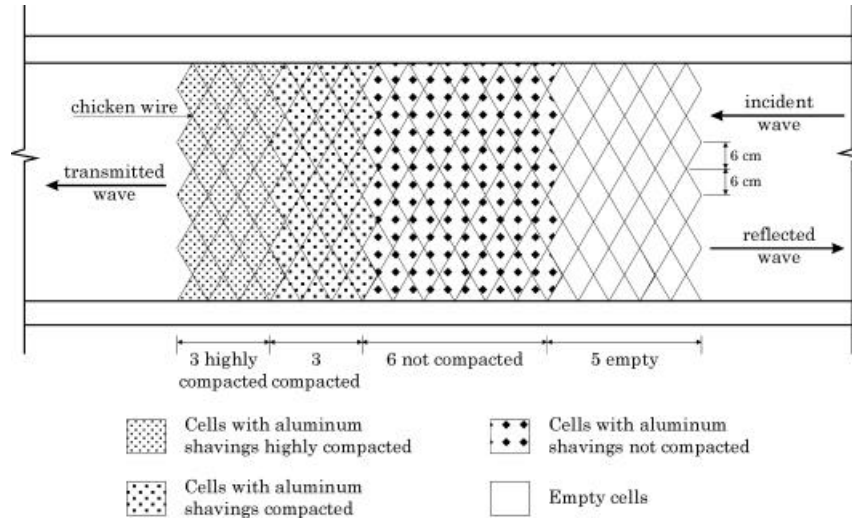


Fig. 6.5. *Progressieve passieve golfabsorptie-techniek van Le Méhauté (1972).*

6.2.2 In een numeriek model

Vanzelfsprekend kan gepoogd worden om bovenstaande technieken ook in een numerieke golfgoot te simuleren. Zo is het relatief eenvoudig om een flauwe ondoordringbare helling, of een progressieve absorptie in een poreuze laag te simuleren in het numerieke model. Maar ook hier zal de numerieke inbouw aanzienlijke ruimte, en bijgevolg extra geheugenruimte en berekeningstijd, opeisen. Bovendien is een numerieke simulatie slechts een benadering van de werkelijke fysische processen (zie par. 2.7). Zo is b.v. de turbulente stroming een belangrijk fysisch proces bij de energiedissipatie van de golven, doch is niet op fysisch correcte wijze in het mathematische model (2.40) ingebouwd. Bijgevolg kan het numerieke model dit belangrijke proces

niet correct simuleren, zodat de numerieke berekeningen niet geoptimaliseerd verlopen.

Er is nood aan een eenvoudige numerieke techniek, die niet rekenintensief is noch veel inbouwruimte vereist, en die op numerieke wijze dezelfde energiedissiperende invloed op de golfwerking heeft. Een dergelijke elegante numerieke techniek werd voorgesteld door Larsen en Dancy (1983): de *numerieke sponslaag* (E: 'sponge layer'). De techniek van de sponslaag werd initieel ontwikkeld voor toepassing in numerieke modellen gebaseerd op de Boussinesq vergelijkingen of de mild slope vergelijkingen (zie par. 2.4.3, of Dingemans (1997) voor een uitgebreide bespreking). Deze vergelijkingen beschrijven de voortplanting van korte golven, en hebben (b.v. in de één-dimensionale vorm) als onbekenden de verheffing η , en de snelheidscomponent u (of de snelheidspotential ϕ).

Fig. 6.6 toont de principeschets van de opstelling van de numerieke sponslaag. De sponslaag met lengte x_s wordt tegen de rand van de golfgoot aangebracht. De golfdamping wordt verwezenlijkt door een afname van de verheffing en van de snelheid van de golf op te leggen in de sponslaag. Deze afname wordt bepaald door een gepaste 'absorptiefunctie' $A(x)$, die de waarde 1 heeft aan het begin van de sponslaag ($x = x_1$), en geleidelijk afneemt tot de waarde 0 aan de rand van de golfgoot ($x = x_1 + x_s$). Vermenigvuldiging van de op elk nieuw tijdstip berekende verheffing en snelheid in de sponslaag met deze absorptiefunctie zorgt voor de numerieke absorptie.

De performantie van de sponslaag in dergelijke numerieke golfvoortplantingsmodellen blijkt zeer goed, zoals enkele voorbeelden uit de praktijk getuigen. Larsen en Dancy (1983) stellen zelf dat 5 gridcellen (met Δx de horizontale celafmeting) volstaan voor praktische ingenieurstoepassingen: $x_s = 5\Delta x$. Met een ruimtelijke discretisatiereolutie volgens de vuistregel: $L \approx (10\text{à}15)\Delta x$, kan de lengte van de sponslaag uitgedrukt worden in functie van de (grootste) golflengte: $x_s = (\frac{1}{3} \text{ à } \frac{1}{2})L$. Suh et al. (1997) behoeven een sponslaag met merkkelijk grotere lengte: $x_s = 2.5L$, om een quasi perfecte absorptie te verwezenlijken. Troch (1998) rapporteert eveneens quasi perfecte absorptie (reflectiecoëfficiënt $C_r = 0.007$) bij gebruik van een sponslaag met lengte $x_s = 3L$. Brorsen en Helm-Petersen (1998) gebruiken de sponslaagtechniek om gedeeltelijk reflecterende (poreuze) randen te modelleren, in het

geval van stortsteengolfbrekers in een haven onder multi-directionele golfaanval. Tenslotte stellen Chen et al. (1999) dat typisch 2 à 3 golflengtes volstaan voor de meeste toepassingen.

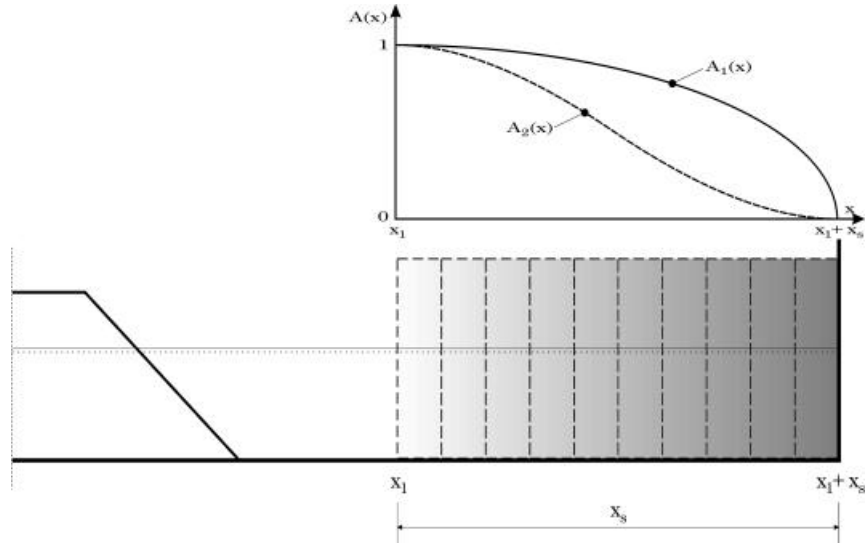


Fig. 6.6. *Principeschets van de numerieke sponslaag als passieve absorptie-methode in de numerieke golfgoot VOFbreak².*

De haalbaarheid van het gebruik van deze passieve absorptietechniek in VOFbreak² is onderzocht, en een aangepaste variant is tenslotte geïmplementeerd. Twee relatief eenvoudige absorptiefuncties worden hier voorgesteld om de performantie van de sponslaag-techniek te onderzoeken (Fig. 6.7): een functie $A_1(x)$ met ellipsvormig verloop, bestaande uit een kwart ellips met halve lange as gelijk aan x_s en halve korte as gelijk aan 1:

$$A_1(x) = \sqrt{1 - \left(\frac{x - x_1}{x_s} \right)^2} \quad (6.2)$$

en een functie $A_2(x)$ met cosinusvormig verloop:

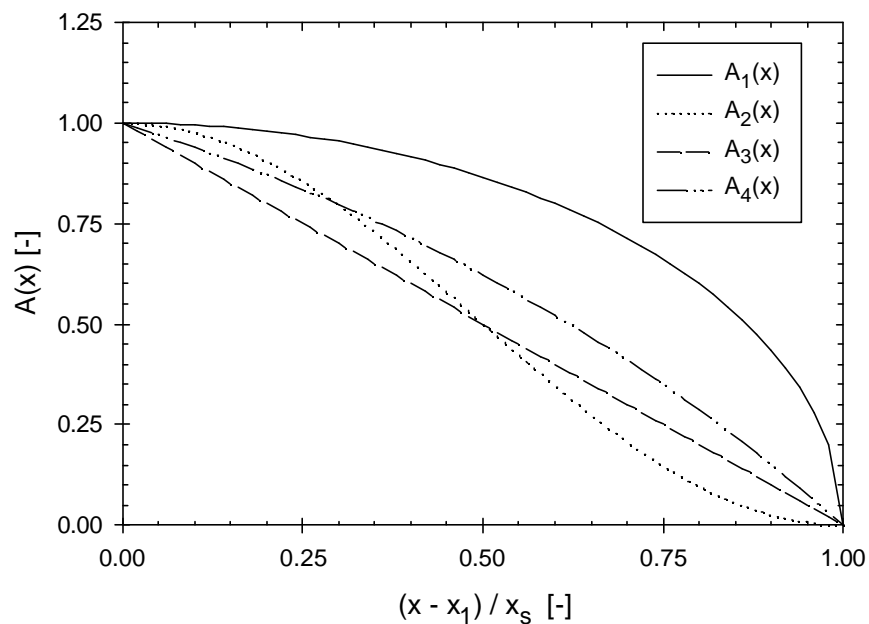


Fig. 6.7. *Verloop van verschillende types van absorptiefunctie $A(x)$ over de numerieke sponslaag met lengte x_s .*

$$A_2(x) = 0.5 \left(1 + \cos \left(\pi \frac{x - x_1}{x_s} \right) \right) \quad (6.3)$$

Andere, in de literatuur gerapporteerde, absorptiefuncties zijn b.v. de lineaire afname $A_3(x)$ (Brorsen en Helm-Petersen, 1998):

$$A_3(x) = 1 - \frac{x - x_1}{x_s} \quad (6.4.a)$$

of een exponentiële afname $A_4(x)$ (Wei en Kirby, 1995):

$$A_4(x) = \frac{\exp\left(\frac{x-x_1}{x_s}\right) - 1}{\exp(1) - 1} \quad (6.4.b)$$

Deze laatste twee functies $A_3(x)$ en $A_4(x)$ worden, wegens de sterke gelijkenis van het verloop met het cosinusvormige verloop van $A_2(x)$ (zie Fig. 6.7), verder niet meer beschouwd in het kader van dit proefschrift.

De lezer wordt verwezen naar hoofdstuk 8 (par. 8.4) voor de beschrijving van de details van de implementatie van de sponslaag in het numerieke model VOFbreak². Het onderzoek naar de performantie van de twee absorptiefuncties (i.e. de grootte van de reflectiecoëfficiënt in functie van de dimensieloze lengte x_s/L van de sponslaag) is beschreven in H9.4.2.

Merk tenslotte nog op dat aan de achterzijde van de golfgoot eveneens een actieve absorptie (zoals hierna voorgesteld) mogelijk is als alternatief voor een sponslaag.

6.3 Actieve absorptie van golven

6.3.1 Inleiding

Een deel van de invallende golven reflecteren door interactie met de golfbreker in de golfgoot (Fig. 6.1). De gereflecteerde golven keren terug naar de golfgenererende zijde toe, en zullen opnieuw reflecteren tegen deze zijde indien deze niet 'open' of 'absorberend' gemaakt wordt. Door de golfgenerator *tegelijkertijd* invallende golven te laten genereren, en gereflecteerde golven te laten absorberen, kan de zijde 'open' gemaakt worden, zodat het probleem van re-reflectie aanzienlijk gereduceerd wordt. De naamgeving van dit absorptiesysteem als 'actief' is afkomstig van het feit dat dit systeem telkens op actieve wijze reageert op de gedetecteerde gereflecteerde golfrein. Een dergelijk actieve absorptie-systeem vereist een golfgenerator, een hydrodynamische feedback vanuit de goot, en een controlesysteem voor de golfgenerator.

Verscheidende auteurs hebben actieve golfabsorptie-systemen voorgesteld: Milgram (1970) beschreef als eerste de theorie voor een actieve absorptie-systeem, en paste het vervolgens toe in een korte golfgoot. Salter (1981), en later Bullock en Murton (1989) beschreven varianten op dit systeem. Deze 'oudere' systemen werden uitgewerkt met *analoge* filters. Frigaard en Christensen (1994) en Schäffer et al. (1994) werken een actieve absorptie-systeem uit dat gebaseerd is op het gebruik van *digitale* filters. Het AWASYS systeem van Frigaard en Christensen (1994) gebruikt twee golfhoogtemeters die op een bepaalde afstand vóór het golfschot gepositioneerd zijn om de gereflecteerde golfcomponent te detecteren, en niet-recursieve filters. Het AWACS systeem van Schäffer et al. (1994) maakt gebruik van een op het schot gemonteerde golfhoogtemeter om het verschil tussen de gegenereerde en opgemeten verheffing te bepalen, en recursieve filters. Een synthese van de basisprincipes van deze actieve absorptie-systemen, en van de toepassingen in fysische golfgoten (2D) en golfbakken (3D), wordt gegeven in Schäffer en Klopman (1997).

Het numerieke probleem van reflectie en actieve absorptie is gelijkaardig aan de problemen in een fysische goot. In principe kan dus dezelfde absorptie-techniek toegepast worden. Er zijn echter een aantal belangrijke beperkingen. Er moet rekening gehouden worden met de numerieke efficiëntie van de berekeningen. Daarom dient de lengte van de numerieke golfgoot zo kort als mogelijk gehouden te worden om een redelijke CPU berekeningstijd te behouden. Dit vereist een opstelling met een relatief kort voorland (typisch 1 tot 2 golflengtes), en een zeer kort achterland (maximum 1 golflengte). Een andere beperking is dat er geen bewegend golfschot beschikbaar is in de numerieke goot: de rand van de golfgenerator is vast t.o.v. het berekeningsgebied. De te ontwikkelen absorptietechniek zal moeten functioneren onder deze beperkingen. Uiteraard zijn er eveneens een aantal interessante troeven, naast de vermelde beperkingen, die kunnen zorgen voor een zeer efficiënt gebruik van de actieve absorptietechniek in de numerieke goot. Zo is het b.v. eenvoudig om numerieke snelheidsmetingen onder water uit te voeren: in elke cel van het berekeningsgebied worden de horizontale en verticale snelheidscomponenten berekend, en zijn deze onmiddellijk beschikbaar voor verder gebruik. In een fysische goot daarentegen, geeft het opmeten van snelheden meer praktische problemen dan het opmeten van een golfverheffing. Op deze en andere troeven van de actieve absorptietechniek wordt uitgebreid teruggekomen in par. 6.3.8.

6.3.2 Principe van de actieve golfabsorptie

De nieuwe actieve golfabsorptietechniek die in het kader van dit proefschrift ontwikkeld is, is gebaseerd op het AWASYS systeem (AWASYS staat voor **A**ctive **W**ave **A**bsorption **S**Ystem) (Christensen en Frigaard, 1994) van Aalborg University (Denemarken). Het systeem zal ingewerkt worden in de numerieke golfgoot VOFbreak², en zal verder aangeduid worden met **AWAVOF**. Het AWASYS systeem is oorspronkelijk gebaseerd op de simultane real-time registratie van de verheffing van het golfprofiel op twee verschillende locaties in de golfgoot. Het AWAVOF systeem voor VOFbreak² is gebaseerd op de opmeting van de horizontale en verticale snelheidscomponenten in één punt onder water in de goot. Dit sluit immers het beste aan bij de mogelijkheden van het numerieke model VOFbreak²: deze snelheden zijn de oplossingen van het numerieke model, en zijn dus 'goedkoop' (m.b.t. de berekeningstijd) beschikbaar. Hald en Frigaard (1996) tonen aan dat de performantie (i.e. de absorptiekenmerken) van beide systemen (enerzijds het systeem gebaseerd op verheffingen, en anderzijds het systeem gebaseerd op snelheden) vergelijkbaar is, waarbij het snelheden-systeem nóg iets performanter blijkt.

Fig. 6.8 toont de algemene opstelling van de numerieke golfgoot met de golfgenererende en -absorberende rand op positie $x_0 = 0$ en de 'numerieke snelheidsmeters' (u, v) op positie (x_1, z_1) . De waterdiepte in de goot is d . De voorgestelde werkwijze van AWAVOF vereist twee belangrijke stappen:

- Ten eerste dient de gereflecteerde golf, die de golfgenerator nadert, ogenblikkelijk (E : in real time) gedetecteerd te worden m.b.v. de numerieke snelheidsmeters.
- Ten tweede dient de golfgenerator naast de invallende golf, tegelijkertijd een additionele golf te genereren, die de gereflecteerde golf absorbeert of neutraliseert ter plaatse van de golfgenerator.

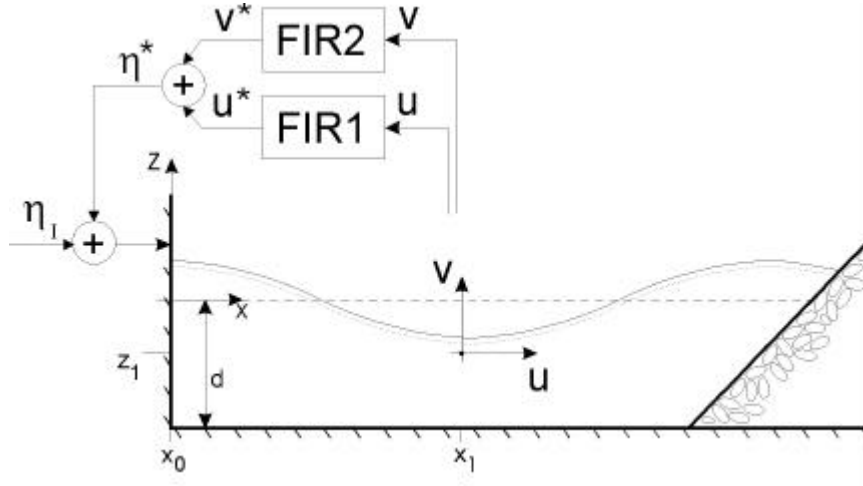


Fig. 6.8. *Definitieschets met de opstelling van de numerieke golfgoot en het algemeen principeschema van de actieve golfgenererende-absorberende randvoorwaarde.*

Het principe van de actieve golfabsorptie berust op de toepassing van niet-recursieve lineaire digitale filteroperatoren, die in real time functioneren. Een beknopte inleiding tot niet-recursieve (E: Finite Impulse Response - FIR) filters is opgenomen in Bijlage F. De digitale FIR filters worden toegepast in het tijdsdomein door middel van een discrete convolutie van de resp. snelheden (u, v) met de impulsrespons h^i van elke filter, met $i = u$ of v . Zo is b.v. voor de horizontale snelheid u :

$$u^*[n] = \sum_{j=0}^{J_f-1} h^u[j]u[n-j] \quad (6.5)$$

met J_f het aantal filtercoëfficiënten, en $u^*[n] = u^*(n\Delta t_f)$ de discrete filter output op tijdstip $t = n\Delta t_f$, met Δt_f het tijdsinterval van de filter.

Fig. 6.8 toont het principeschema van de werking van de actieve golfabsorptie m.b.v. de digitale filters. Het correctiesignaal η^* dat de gereflecteerde golf absorbeert, wordt bepaald door de snelheden (u, v) , gemeten op 1 positie vóór

de golfgenerator, eerst digitaal te filteren (u^*, v^*), en vervolgens te superponeren: $\eta^* = u^* + v^*$. Dit correctiesignaal η^* wordt tenslotte toegevoegd aan het originele signaal η van de golfgeneratie. Zo zal de golfgenerator tegelijkertijd de invallende golf genereren en de gereflecteerde golf absorberen.

Nu het principe van de actieve golfabsorptie techniek van het AWAVOF systeem voorgesteld is, is de enige resterende taak het ontwerpen van de frequentierespons $H^i(f)$, met $i = u$ of v , van de betreffende digitale filters. Dit ontwerp van de frequentierespons, of anders gezegd, het gewenste gedrag van de filters, moet overeenstemmen met de twee principiële stappen van AWAVOF. De impulsrespons h^i die overeenstemt met de gewenste frequentierespons $H^i(f)$ van de filter wordt tenslotte bepaald door de inverse discrete Fourier transformatie van de complexe frequentierespons te berekenen. Het theoretische en praktische ontwerp van de frequentierespons wordt in detail besproken in de volgende paragrafen 6.3.3 en 6.3.4 respectievelijk.

6.3.3 Theoretische frequentierespons van de digitale filters

De frequentierespons $H^i(f)$ van de digitale filter $i = u$ of v , is een complexe functie, en is samengesteld uit een versterking $C^i(f)$ en een fase $\phi^i(f)$, volgens:

$$\begin{aligned} \text{Re}.H^i(f) &= C^i(f) \cos(\phi^i(f)) \\ \text{Im}.H^i(f) &= C^i(f) \sin(\phi^i(f)) \end{aligned} \quad (6.6)$$

In deze paragraaf worden de versterking $C^i(f)$ en de fase $\phi^i(f)$ voor beide filters theoretisch afgeleid.

De afleiding van de frequentie respons wordt hier voor de eenvoud beperkt tot één enkele (regelmatige) golfcomponent met golffrequentie f (golfperiode $T = 1/f$). De methode is eenvoudig uitbreidbaar voor onregelmatige golven met meerdere frequentiecomponenten. Gebruik makend van de lineaire golftheorie, worden de horizontale en verticale snelheidscomponenten

$u(x_1, z_1, t)$ en $v(x_1, z_1, t)$ op positie (x_1, z_1) geschreven als de superpositie van het invallende deel en het gereflecteerde deel van de golfcomponent:

$$\begin{aligned} u(x_1, z_1, t) &= u_I(x_1, z_1, t) + u_R(x_1, z_1, t) \\ v(x_1, z_1, t) &= v_I(x_1, z_1, t) + v_R(x_1, z_1, t) \end{aligned} \quad (6.7)$$

met:

$$\begin{aligned} u_I(x_1, z_1, t) &= a_I \omega \frac{\cosh k(d + z_1)}{\sinh kd} \cos(\omega t - kx_1 + \varphi_I) \\ u_R(x_1, z_1, t) &= -a_R \omega \frac{\cosh k(d + z_1)}{\sinh kd} \cos(\omega t + kx_1 + \varphi_R) \\ v_I(x_1, z_1, t) &= -a_I \omega \frac{\sinh k(d + z_1)}{\sinh kd} \sin(\omega t - kx_1 + \varphi_I) \\ v_R(x_1, z_1, t) &= -a_R \omega \frac{\sinh k(d + z_1)}{\sinh kd} \sin(\omega t + kx_1 + \varphi_R) \end{aligned} \quad (6.8)$$

met $a = a(f)$ de golfamplitude, $k = k(f) = 2\pi/L$ het golfgetal, $\omega = 2\pi f$ de hoekpulsatie, $\varphi = \varphi(f)$ de fase hoek, en L de golflengte. De indices I en R verwijzen respectievelijk naar invallend (E: incident) en gereflecteerd (E: reflected) deel. De uitdrukkingen (6.8) zijn afgeleid van de uitdrukkingen (8.18-8.19) voor de snelheidscomponenten uit de lineaire golftheorie.

Aan de linkerzijde van de goot, waar $x_0 = 0$, wordt de verheffing $\eta(x_0, t)$ van de golfcomponent geschreven als de superpositie van de verheffing van het invallende deel en het gereflecteerde deel:

$$\eta(x_0, t) = \eta_I(x_0, t) + \eta_R(x_0, t) \quad (6.9)$$

of, voluit geschreven:

$$\eta(x_0, t) = a_I \cos(\omega t - kx_0 + \varphi_I) + a_R \cos(\omega t + kx_0 + \varphi_R) \quad (6.10)$$

De golfcomponent $\eta_{-R}(x_0, t)$ die aan de linkerzijde moet gegenereerd worden om de gereflecteerde golfcomponent $\eta_R(x_0, t)$ te vernietigen of te absorberen, heeft dezelfde amplitude als, en is in tegenfase met $\eta_R(x_0, t)$:

$$\eta_{-R}(x_0, t) = a_R \cos(\omega t - kx_0 + \phi_R + \pi) \quad (6.11)$$

Het toepassen van een filter operator op de horizontale snelheidscomponent $u(x_1, z_1, t)$ uit (6.7) resulteert in een gewijzigd signaal $u^*(x_1, z_1, t)$, met versterking $C^u(f)$ en fase $\phi^u(f)$ (Bijlage F, vergelijking F15):

$$u^*(x_1, z_1, t) = u_I^*(x_1, z_1, t) + u_R^*(x_1, z_1, t) \quad (6.12)$$

of, voluit geschreven m.b.v. (6.8):

$$\begin{aligned} u^*(x_1, z_1, t) = & C^u a_I \omega \frac{\cosh k(d+z_1)}{\sinh kd} \cos(\omega t - kx_1 + \phi_I + \phi^u) \\ & - C^u a_R \omega \frac{\cosh k(d+z_1)}{\sinh kd} \cos(\omega t + kx_1 + \phi_R + \phi^u) \end{aligned} \quad (6.13)$$

Op analoge wijze levert het toepassen van een filter operator op de verticale snelheidscomponent $v(x_1, z_1, t)$, het gewijzigde signaal $v^*(x_1, z_1, t)$, met versterking $C^v(f)$ en fase $\phi^v(f)$:

$$v^*(x_1, z_1, t) = v_I^*(x_1, z_1, t) + v_R^*(x_1, z_1, t) \quad (6.14)$$

of, voluit geschreven m.b.v. (6.8):

$$\begin{aligned} v^*(x_1, z_1, t) = & -C^v a_I \omega \frac{\sinh k(d+z_1)}{\sinh kd} \sin(\omega t - kx_1 + \phi_I + \phi^v) \\ & - C^v a_R \omega \frac{\sinh k(d+z_1)}{\sinh kd} \sin(\omega t + kx_1 + \phi_R + \phi^v) \end{aligned} \quad (6.15)$$

We stellen verder $\varphi^u = \varphi^v - \frac{\pi}{2}$ (6.16). Superpositie van deze gefilterde snelheden levert het correctiesignaal η^* :

$$\eta^*(x_0, t) = u^*(x_1, z_1, t) + v^*(x_1, z_1, t) \quad (6.17)$$

of:

$$\begin{aligned} \eta^*(x_0, t) = & a_I \omega \left(C^u \frac{\cosh k(d+z_1)}{\sinh kd} - C^v \frac{\sinh k(d+z_1)}{\sinh kd} \right) \cos(\omega t - kx_1 + \varphi_I + \varphi^u) \\ & - a_R \omega \left(C^u \frac{\cosh k(d+z_1)}{\sinh kd} + C^v \frac{\sinh k(d+z_1)}{\sinh kd} \right) \cos(\omega t + kx_1 + \varphi_R + \varphi^u) \end{aligned} \quad (6.18)$$

De uitdrukkingen voor de theoretische versterking en fase van beide filters wordt tenslotte bepaald door te stellen dat de superpositie van de op positie (x_1, z_1) gefilterde snelheidssignalen (i.e. het correctiesignaal) $\eta^* = u^* + v^*$, vergelijking (6.18), gelijk is aan de golfcomponent $\eta_{-R}(x_0, t)$, vergelijking (6.11), die de naar de linkerzijde toelopende gereflecteerde golf ter plaatse van de linkerzijde ($x_0 = 0$) absorbeert:

$$\eta^*(x_0, t) = \eta_{-R}(x_0, t) \quad (6.19)$$

\Downarrow

$$C^u(f) = -\frac{1}{2\omega} \frac{\sinh kd}{\cosh k(d+z_1)} \quad (6.20)$$

$$\varphi^u(f) = -kx_1 + \pi \quad (6.21)$$

$$C^v(f) = -\frac{1}{2\omega} \frac{\sinh kd}{\sinh k(d+z_1)} \quad (6.22)$$

$$\varphi^v(f) = -kx_1 + \pi + \frac{\pi}{2} \quad (6.23)$$

6.3.4 Praktisch ontwerp van de digitale filters

In deze paragraaf wordt toegelicht hoe het ontwerp van de digitale filters op praktische wijze gebeurt. Eerst wordt kort samengevat welke stappen bij het praktisch ontwerp dienen gezet te worden. In de vorige paragraaf 6.3.3 zijn de theoretische versterking $C^i(f)$ en de theoretische fase $\phi^i(f)$ van beide filters ($i = u$ of v) opgesteld, resulterend in vergelijkingen (6.20)-(6.23). Vanaf hier worden deze theoretische functies verder aangeduid met de index 'theo': $C_{\text{theo}}^i(f)$ en $\phi_{\text{theo}}^i(f)$. Nu deze theoretische versterkingen en fases gekend zijn, kan de theoretische frequentierespons $H_{\text{theo}}^i(f)$ van elke filter samengesteld worden, overeenkomstig vergelijking (6.6), met respectievelijk een reëel en een imaginair deel:

$$\begin{aligned} \text{Re}.H_{\text{theo}}^i &= C_{\text{theo}}^i \cos \phi_{\text{theo}}^i \\ \text{Im}.H_{\text{theo}}^i &= C_{\text{theo}}^i \sin \phi_{\text{theo}}^i \end{aligned} \quad (6.24)$$

Met behulp van een inverse Fourier transformatie van $H_{\text{theo}}^i(f)$ wordt tenslotte de impuls respons $h_{\text{theo}}^i(t)$ van elke filter i bepaald, in discrete vorm (zie **Bijlage B, B.3**):

$$h_{\text{theo}}^i[j] = \frac{1}{J_f} \sum_{k=0}^{J_f-1} H_{\text{theo}}^i[k] \exp(i 2\pi k j / J_f) \quad (6.25)$$

Zodra de impulsrespons $h_{\text{theo}}^i(t)$ gekend is, is de filter ontworpen. De J_f filtercoëfficiënten $h_{\text{theo}}^i[j]$ zijn nu bruikbaar voor het toepassen van de discrete convolutie (6.5).

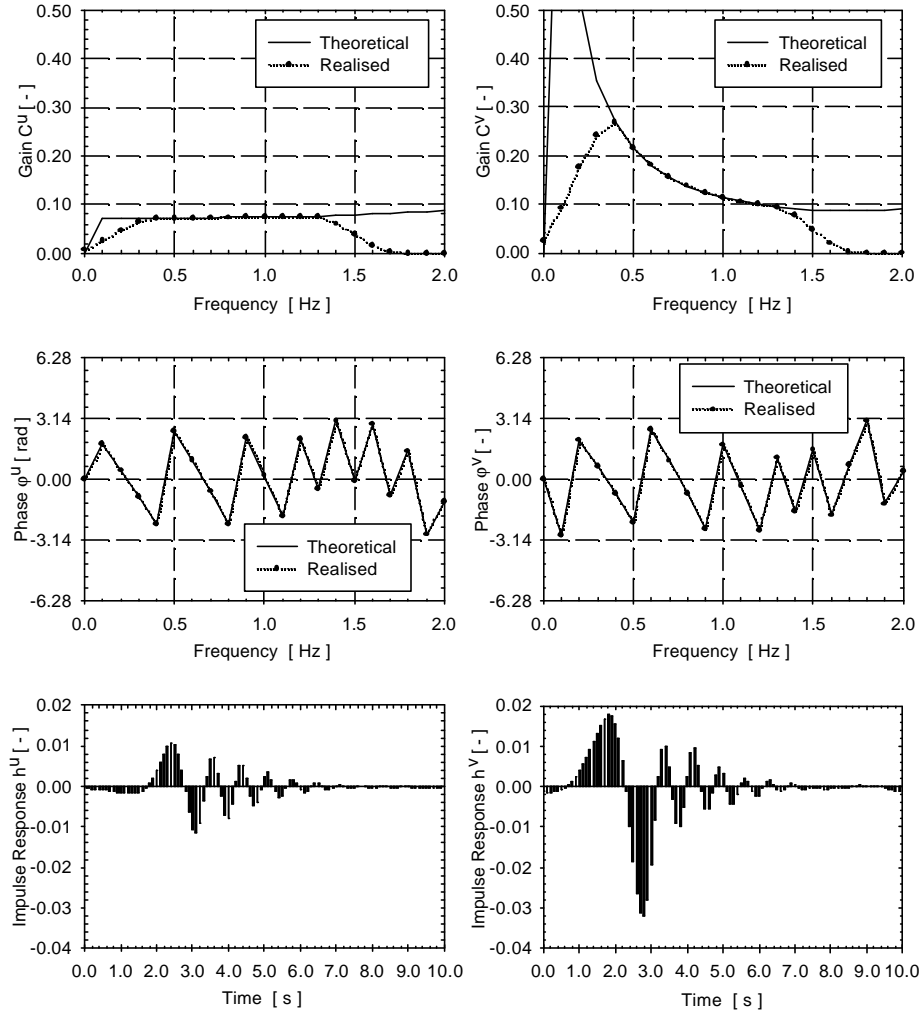


Fig. 6.9. *Theoretische en gerealiseerde versterking (E: gain) en fase (E: phase) van de digitale filters met corresponderende impuls-respons functie. $J_f = 100$, $T_{of} = 10.0$ s, $x_I = 2.99$ m, $z_I = -0.05$ m, $d = 0.20$ m, $D_{t_f} = 0.10$ s, $D_{f_f} = 0.10$ Hz, $f_{\mathcal{J}} = 10.0$ Hz.*

Fig. 6.9 toont een voorbeeld van de theoretische impuls respons $h_{\text{theo}}^i(t)$, gebaseerd op de versterking $C_{\text{theo}}^i(f)$ en de fase $\phi_{\text{theo}}^i(f)$ van beide filters, met $i = u$ of v , volgens vergelijkingen (6.20)-(6.23). De geometrie die gebruikt is voor deze realisatie heeft een waterdiepte $d = 0.20$ m, en de positie van de numerieke snelheidsmeters is in $x_1 = 2.99$ m, $z_1 = -0.05$ m. De volgende filter karakteristieken zijn toegepast: aantal filtercoëfficiënten $J_f = 100$, en duurtijd van de filter $T_{0f} = 10.0$ s. Hieruit worden verder afgeleid: het tijdsinterval van de filter $\Delta t_f = T_{0f}/J_f = 0.10$ s, de frequentieresolutie van de filter in het frequentiedomein $\Delta f_f = 1/T_{0f} = 0.10$ Hz, en de bemonsteringsfrequentie van de filter $f_{sf} = 1/\Delta t_f = 10.0$ Hz.

Voor praktische toepassingen moet de theoretische filter gediscretiseerd worden tot een eindig aantal coëfficiënten. De kunst van het ontwerpen van een FIR-filter bestaat erin om met zo weinig mogelijk filtercoëfficiënten een aanvaardbare performantie van het systeem te krijgen. Praktische filters hebben typisch tussen 10 en 150 filtercoëfficiënten (Lynn en Fuerst, 1989). De prijs die voor het gebruik van slechts J_f discrete filtercoëfficiënten in de Fourier transformatie, moet betaald worden, is een verminderde nauwkeurigheid van de performantie van de filter voor inputfrequenties die niet samenvallen met één van de berekende frequenties in de discrete filter. In paragraaf 6.3.6 wordt hierop uitvoeriger teruggekeerd. Ten behoeve van dit proefschrift is voor het ontwerp van de filters een methode opgesteld, die gelijkend is op de 'try-and-error' methodiek, voorgesteld door Frigaard en Brorsen (1995), en Christensen (1995).

Het praktische ontwerp van een FIR filter vereist dat de gerealiseerde discrete frequentierespons H_{real}^i (met index 'real' van gerealiseerde of ontworpen filter) zo goed als mogelijk met de theoretische frequentierespons H_{theo}^i overeenstemt in een bepaald frequentiegebied. In dit frequentiegebied, dat wordt begrensd door twee frequenties, f_{LOW} en f_{HIGH} respectievelijk, moet de in de golven aanwezige energie geconcentreerd zijn.

Het praktische ontwerp wordt bemoeilijkt door de aanwezigheid van singulariteiten in de theoretische frequentierespons, meer bepaald in de versterking, en door de vorm van de fases. In de buurt van de singulariteiten

vertoont de versterking een steile helling. Voor grotere frequenties vertonen de fases eveneens een steilere helling. Steilere hellingen vereisen een groter aantal filtercoëfficiënten voor een correcte beschrijving (Christensen, 1995). De performantie van het systeem kan hieronder lijden, omdat -bij het toepassen van de digitale filter- de berekening van de convolutie (6.5) meer rekentijd vergt.

Om de singulariteiten in beide versterkingen bij hogere frequenties te vermijden, en om bovendien de steile helling van de fases bij hogere frequenties te vermijden, wordt de versterking 'afgeknepen' door $C_{\text{real}}^i = 0$ te stellen voor hogere frequenties, vanaf $f = 2$ Hz. Dit stemt overeen met het toepassen van een laagdoorlaatfilter. Er wordt een geleidelijke overgang ingevoegd tussen het ontwerp-frequentiegebied en het gebied waar $C_{\text{real}}^i = 0$. Dit wordt verwezenlijkt door een geleidelijke afname van de versterking te voorzien tussen $f = f_{\text{HIGH}}$ en $f = f_{\text{HIGH}} + 5\Delta f_f$ Hz, m.b.v. volgende functie:

$$C_{\text{real}}^i(f) = \frac{1}{2} C_{\text{real}}^i(f_{\text{HIGH}}) \left(1 + \cos\left(\frac{\pi(f - f_{\text{HIGH}})}{5\Delta f_f}\right) \right) \quad (6.26)$$

Op analoge wijze wordt een geleidelijke overgang voorzien tussen $f = 0$ Hz, waar eveneens $C_{\text{real}}^i = 0$ gesteld wordt, en $f = f_{\text{LOW}}$, m.b.v. volgende functie:

$$C_{\text{real}}^i(f) = \frac{1}{2} C_{\text{real}}^i(f_{\text{LOW}}) \left(1 + \cos\left(\frac{\pi f}{f_{\text{LOW}}} + \pi\right) \right) \quad (6.27)$$

Het toepassen van vergelijking (6.27) stemt overeen met het toepassen van een hoogdoorlaatfilter. Tenslotte wordt nog een window taper toegepast op de berekende filters $h^i(t)$ om deze stabiel te maken tijdens het gebruik ervan (Lynn en Fuerst, 1989).

In Fig. 6.9 zijn naast de theoretische versterkingen C_{theo}^i en fases ϕ_{theo}^i , eveneens de ontworpen of gerealiseerde versterkingen C_{real}^i en fases ϕ_{real}^i

van beide filters getekend. In dit geval is de filter optimaal ontworpen voor het frequentiegebied begrensd door $f_{\text{LOW}} = 0.40 \text{ Hz}$ en $f_{\text{HIGH}} = 1.25 \text{ Hz}$. De geleidelijke toe- en afname van de gerealiseerde versterkingen aan het begin en het einde van het ontwerp-frequentiegebied zijn duidelijk waarneembaar.

6.3.5 Performantie functie $P(f)$

Hald en Frigaard (1996) waarschuwen dat de eigenlijke realisatie van FIR filters een moeilijke opdracht is. De performantie van het absorptie systeem zal sterk afhankelijk zijn van het ontwerp van de filters. Eender welke benadering van de filtercoëfficiënten van de gewenste theoretische frequentierespons levert een fout op, die minimaal moet gehouden worden voor een optimale performantie van het systeem. Deze fout is sterk afhankelijk van: waterdiepte d , locatie van de snelheidsmeter (x_1, z_1) , aantal filtercoëfficiënten J_f , en bemonsteringsfrequentie f_{sf} . De juiste keuze van deze laatste parameters is van primordiaal belang.

Hald en Frigaard (1996) stellen een methode voor om deze benaderingsfout te kwantificeren, zodat de efficiëntie of performantie van de filters numeriek kan geëvalueerd worden. Met behulp van deze methode is een optimalisatie van het actieve absorptie-systeem mogelijk. Zij definiëren een performantiefunctie $P(f)$:

$$P(f) = \frac{C_{\text{real}}^Y}{C_{\text{theo}}^Y} \quad (6.28)$$

Deze verhouding beeldt de performantie van het systeem uit, of geeft met andere woorden de eigenlijke graad van absorptie weer voor elke discrete frequentie. In het geval er een perfecte absorptie is van de frequentiecomponent met frequentie f , is $P(f) = 1$. Hierbij is C^Y de versterking van het volledige systeem, met algemene uitdrukking (geldig voor zowel theoretische en gerealiseerde filters):

$$C^Y(f) = \sqrt{\left(C^u \cos \varphi^u + C^v \cos \varphi^v\right)^2 + \left(C^u \sin \varphi^u + C^v \sin \varphi^v\right)^2} \quad (6.29)$$

De berekening van deze versterking C^Y voor het volledige systeem, via vergelijking (6.29), gebeurt voor zowel de gerealiseerde (C_{real}^Y) als de theoretische (C_{theo}^Y) frequentierespons functies. De benaderingsfout ε wordt dan berekend als (Hald en Frigaard, 1996):

$$\varepsilon = \int_{f_{\text{LOW}}}^{f_{\text{HIGH}}} (1 - P(f))^2 df \quad (6.30)$$

De versterking C^Y van het volledige systeem wordt als volgt bepaald. Beschouw een eenvoudige cosinusfunctie met periode T als filter input:

$$x[n] = \cos\left(\frac{2\pi}{T} t^n\right) \quad (6.31)$$

met $t^n = n\Delta t$. De twee filters (voor $i = u$ en v respectievelijk) hebben elk een frequentie respons H^i , gekarakteriseerd door de versterking C^i en de fase ϕ^i volgens (6.20)-(6.23). De output $y^i[n]$ van elke filter is dan (volgens Appendix B, vergelijking B.15):

$$y^i[n] = C^i \cos\left(\frac{2\pi}{T} t^n + \phi^i\right) \quad (6.32)$$

Beide filter outputs worden vervolgens gesuperponeerd, zodat de output $Y[n]$ van het totale systeem van beide filters is:

$$Y[n] = y^u[n] + y^v[n] \quad (6.33)$$

of, met behulp van vergelijking (6.32):

$$Y[n] = C^u \cos\left(\frac{2\pi}{T} t^n + \phi^u\right) + C^v \cos\left(\frac{2\pi}{T} t^n + \phi^v\right) \quad (6.34)$$

Na uitwerking van vergelijking (6.34) volgt:

$$Y[n] = \left(C^u \cos \varphi^u + C^v \cos \varphi^v \right) \cos \left(\frac{2\pi}{T} t^n \right) - \left(C^u \sin \varphi^u + C^v \sin \varphi^v \right) \sin \left(\frac{2\pi}{T} t^n \right) \quad (6.35)$$

zodat de versterking C^Y die overeenstemt met deze gecombineerde input/output relatie uiteindelijk tot de gedaante (6.29) kan herleid worden.

6.3.6 Ontwerp van filters met verhoogde frequentieresolutie

Tenslotte volgt een belangrijke opmerking in verband met de nauwkeurigheid van het ontwerp van de filter. De filtercoëfficiënten $h^i[n]$, met $n = 1, \dots, J_f$, zijn slechts gedefinieerd in de J_f discrete punten, met tijdsinterval Δt_f (of met frequentie-interval Δf_f voor versterking en fase). Dit betekent dat slechts in deze discrete punten het gedrag van de filters, en dus de absorptie-karakteristieken, gekend zijn. Het is niet a priori zeker dat de ontworpen filters goede absorptie-eigenschappen bezitten voor tussengelegen punten, i.e. voor frequenties die niet samenvallen met de frequenties gebaseerd op de frequentie-intervallen $f_k = k\Delta f_f$, met $k = 0, \dots, J_f - 1$. Het is mogelijk dat b.v. de versterking in een frequentie, die niet samenvalt met f_k , sterk afwijkt van de theoretische gewenste versterking. Indien er in de golfgoet een golfcomponent kan aanwezig zijn met deze tussengelegen frequentie, is het absorptiegedrag voor deze component ontoereikend. Het is bijgevolg belangrijk om een idee te hebben van het gedrag van de filters voor een hogere frequentieresolutie dan de ontwerp-frequentieresolutie (i.e. voor een kleinere waarde van Δf_f). De frequentieresolutie kan kunstmatig verhoogd worden door b.v. nullen toe te voegen aan de impuls respons van de filter. Deze techniek is gekend als 'zero padding' (Lynn en Fuerst, 1989).

Stel dat gewenst wordt om de frequentieresolutie met factor OSF te verhogen. Dit wordt verwezenlijkt door het toevoegen van $(OSF - 1)J_f$ nullen aan de J_f filter componenten van de impuls respons:

$$h_{hres}^i[n] = h^i + (OSF - 1)J_f \text{ nullen} \quad (6.36)$$

met $n = 1, \dots, \text{OSF} \cdot J_f$. De index 'hres' staat voor de verhoogde frequentie-resolutie.

Eerst worden kort de belangrijke formules herhaald die van belang zijn bij deze bespreking. De duurtijd van de filter T_{0f} wordt bepaald m.b.v. het aantal filter coëfficiënten J_f en het filter tijdsinterval Δt_f :

$$T_{0f} = J_f \Delta t_f \quad (6.37)$$

Verder zijn hiermee het frequentie-interval Δf_f :

$$\Delta f_f = \frac{1}{T_{0f}} \quad (6.38)$$

en de bemonsteringsfrequentie van de filter f_{sf} :

$$f_{sf} = \frac{J_f}{T_{0f}} \quad (6.39)$$

te bepalen.

Door het aanvullen van de filter coëfficiënten met $(\text{OSF} - 1)J_f$ nullen worden nieuwe filters bekomen, met toegenomen duurtijd T'_{0f} en aantal filter coëfficiënten J'_f , volgens:

$$T'_{0f} = T_{0f} \text{OSF} \quad (6.40)$$

$$J'_f = J_f \text{OSF} \quad (6.41)$$

Het gebruik van een accent (') staat voor het toepassen van een verhoogde frequentieresolutie met factor OSF. Bijgevolg wordt vergelijking (6.37) herschreven in de vorm:

$$T'_{0f} = J'_f \Delta t'_f \quad (6.42)$$

waaruit logischerwijze volgt dat het tijdsinterval van beide filters niet wijzigt:

$$\Delta t_f' = \Delta t_f \quad (6.43)$$

Verder kan het frequentie-interval van de nieuwe filters, gedefinieerd volgens (6.38) als:

$$\Delta f_f' = \frac{1}{T_{0f}'} \quad (6.44)$$

herschreven worden m.b.v. vergelijking (6.40) als:

$$\Delta f_f' = \frac{1}{T_{0f} \text{ OSF}} \quad (6.45)$$

zodat m.b.v. (6.38) uiteindelijk het frequentie-interval verkleint met factor OSF:

$$\Delta f_f' = \frac{\Delta f_f}{\text{OSF}} \quad (6.46)$$

Op analoge wijze vindt men dat de bemonsteringsfrequentie van de nieuwe filter, gedefinieerd overeenkomstig vergelijking (6.39):

$$f_{sf}' = \frac{J_f'}{T_{0f}'} \quad (6.47)$$

herleid wordt tot

$$f_{sf}' = f_{sf} \quad (6.48)$$

en bijgevolg niet verandert.

Samengevat, door het kunstmatig verhogen van de frequentieresolutie van de filters, nemen T_{0f} en J_f toe met factor OSF, zal Δf_f verkleinen met dezelfde factor OSF, terwijl Δt_f en f_{sf} dezelfde waarde behouden.

De Fourier transformatie van deze 'gemanipuleerde' impuls respons $h_{hres}^i[n]$ levert de versterking C_{hres}^i en fase ϕ_{hres}^i van de filter, evenwel met een

verhoogde frequentieresolutie, of met $\Delta f_f'$ volgens vergelijking (6.46). Zo kan het gedrag van de filter nauwkeuriger bestudeerd worden tussen de oorspronkelijke discrete frequentiepunten f_k . Zo ook zal de performantiefunctie $P_{\text{hres}}(f)$ -eveneens met verhoogde frequentieresolutie- een duidelijker en nauwkeuriger beeld weergeven van de performantie van de filters. De te betalen tol hiervoor is vervat in de berekening van de Fourier transformatie, die uitgevoerd wordt met $\text{OSF} \cdot J_f$ waarden in plaats van slechts J_f waarden.

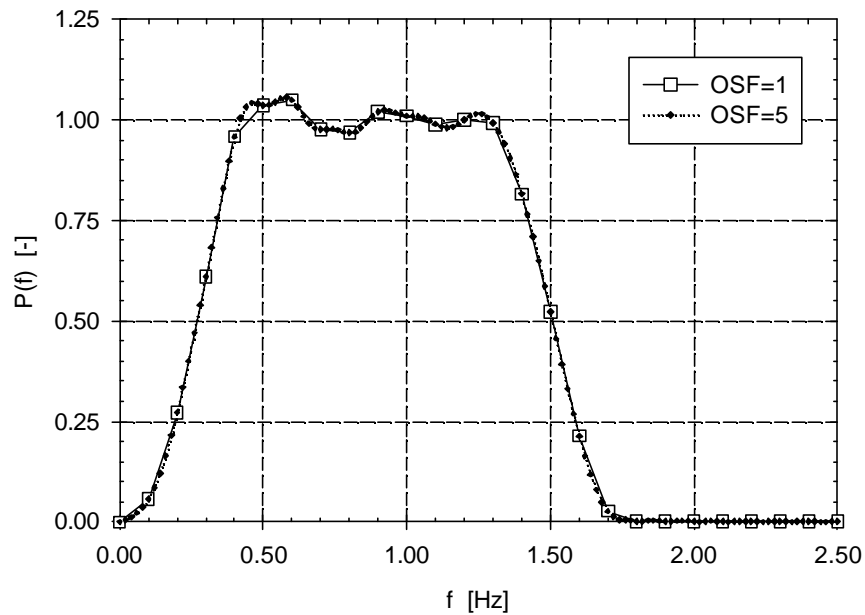


Fig. 6.10. Performantiefunctie $P(f)$ voor het voorbeeld uit Fig. 6.9, voor het geval $\text{OSF} = 1$ (gerealiseerde ontwerp) en $\text{OSF} = 5$ (met verhoogde frequentieresolutie).

Tenslotte worden de theoretische en gerealiseerde frequentierespons van elke filter visueel vergeleken met deze 'gemanipuleerde' frequentie respons (zie

uitgewerkt voorbeeld in Fig. 6.13), om het ontwerp te helpen optimaliseren, samen met het gebruik van de performantiefunctie.

6.3.7 Computerprogramma voor filterontwerp

Het ontwerp van de digitale filters voor het actieve absorptiesysteem AWAVOF is in het kader van dit proefschrift geautomatiseerd in een computerprogramma, geschreven in de programmeertaal LabVIEW. Deze taal leent zich uitstekend voor het beoogde doel, wegens de zeer flexibele grafische mogelijkheden, de beschikbare ruime bibliotheek met routines voor o.a. signaalanalyse, en de mogelijkheden voor modulaire opbouw.

Het hoofdprogramma, met de naam `GenerateFIRFilters.vi`, heeft een modulaire opbouw. In Tabel 6.1 worden de onderliggende modules vermeld met een korte omschrijving van de input, output en taak van elke module. Deze modules zijn eveneens verwerkt in het stroomdiagram van het hoofdprogramma (Fig. 6.11).

Hierna volgt een korte beschrijving van het stroomdiagram van het programma `GenerateFIRFilters.vi` (Fig. 6.11). Het programma start met het inlezen van de benodigde input variabelen. Vervolgens worden een aantal belangrijke hulpvariabelen berekend voor verder gebruik in het programma. Uitgaande van deze variabelen kan in `CalcTheoGainAndPhases.vi` de theoretische versterking en fase van beide filters berekend worden. In `ManipGain.vi` en `ManipPhase.vi` worden respectievelijk de gerealiseerde versterking en fase uit de theoretische functies afgeleid. Het vervolg is relatief eenvoudig. Na het opbouwen van de frequentierespons in `CalcFreqResp.vi` en `MakeFreqRespHermitian.vi`, wordt de impulsrespons van elke filter bepaald via inverse Fourier transformatie. Tenslotte bestaat hierna de mogelijkheid om de impulsrespons functies nog te 'taperen'. Als output van het programma `GenerateFIRFilters.vi` worden de filtercoëfficiënten van beide impuls respons functies weggeschreven naar het bestand `filter.dat`. De resultaten voorgesteld in Fig. 6.9 zijn bekomen door gebruik te maken van dit programma.

naam van	input	output	beknopte taakomschrijving
----------	-------	--------	---------------------------

module				
CalcTheoGainAnd- Phases.vi	f	$C_{\text{theo}}^i(f)$	$\phi_{\text{theo}}^i(f)$	berekening van de theoretische versterking en fase, voor elke frequentiecomponent f , voor beide filters $i = u$ of v , volgens vergelijkingen (6.20)-(6.23)
CalcFreqResp.vi		$C^i(f)$ $\phi^i(f)$	$H^i(f)$	berekening van de frequentie-respons, voor beide filters, volgens vergelijking (6.24), uitgaande van versterking en fase van de filters
ManipGain.vi		$C_{\text{theo}}^i(f)$	$C_{\text{real}}^i(f)$	berekening van de gerealiseerde versterking voor beide filters, gebaseerd op de theoretische versterking, met 'afrondingen' buiten het beoogde frequentiegebied tussen f_{LOW} en f_{HIGH}
ManipPhase.vi		$\phi_{\text{theo}}^i(f)$	$\phi_{\text{real}}^i(f)$	berekening van de gerealiseerde fase voor beide filters, gebaseerd op de theoretische fase, met 'afrondingen' buiten het beoogde frequentiegebied tussen f_{LOW} en f_{HIGH}
MakeFreqResp- Hermitian.vi		$H^i(f)$, in $\left[1, \dots, \frac{J_f}{2}\right]$	$H^i(f)$, in $[1, \dots, J_f]$	uitbreiden van de frequentie-respons van de filters overeenkomstig de Hermitiaanse eigenschap, zie vergelijking (B.11)
CalcFIRcoeff.vi		$H^i(f)$	$h^i(t)$	berekening van de impuls-respons van beide filters, via

		inverse Fourier transformatie (6.25) van de frequentie respons
CalcPerformance.vi	$C_{\text{theo}}^i(f)$ $P(f)$ $\phi_{\text{theo}}^i(f)$ $C_{\text{real}}^i(f)$ $\phi_{\text{real}}^i(f)$	berekening van de performantiefunctie van het volledige systeem van beide filters, volgens vergelijking (6.28), met gebruik van vergelijking (6.29)

Tabel 6.1. *Input, output en beknopte taakomschrijving van de ontwikkelde LabVIEW modules, gebruikt in het programma GenerateFIRFilters.vi voor het ontwerp van de digitale filters van het actieve absorptiesysteem.*

Het tweede programma FIRFilterDesign.vi is een 'frontpaneel' voor het hoofdprogramma GenerateFIRFilters.vi, dat de resultaten in opgesmukte vorm (en met verhoogde frequentieresolutie) presenteert aan de gebruiker om het finale ontwerp van de digitale filters te optimaliseren. Hier is de factor OSF vrij in te stellen om de frequentieresolutie en bijgevolg de nauwkeurigheid te verhogen overeenkomstig de discussie in de vorige paragraaf.

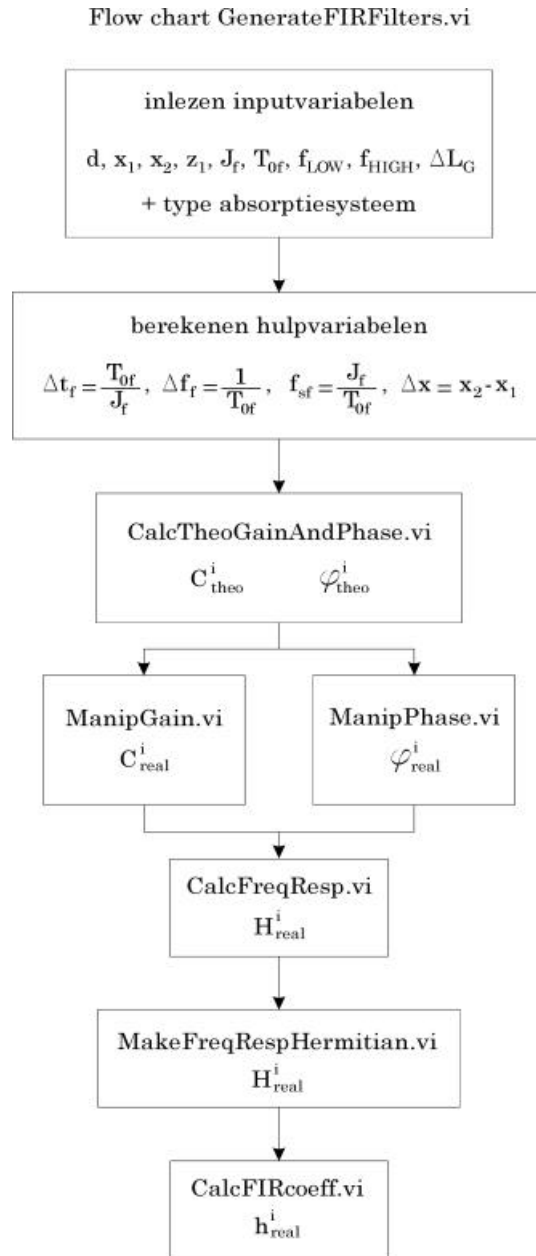


Fig. 6.11. *Stroomdiagram van het hoofdprogramma GenerateFIR-Filters.vi voor het ontwerp van de digitale filters.*

Flow chart FIRFilterDesign.vi

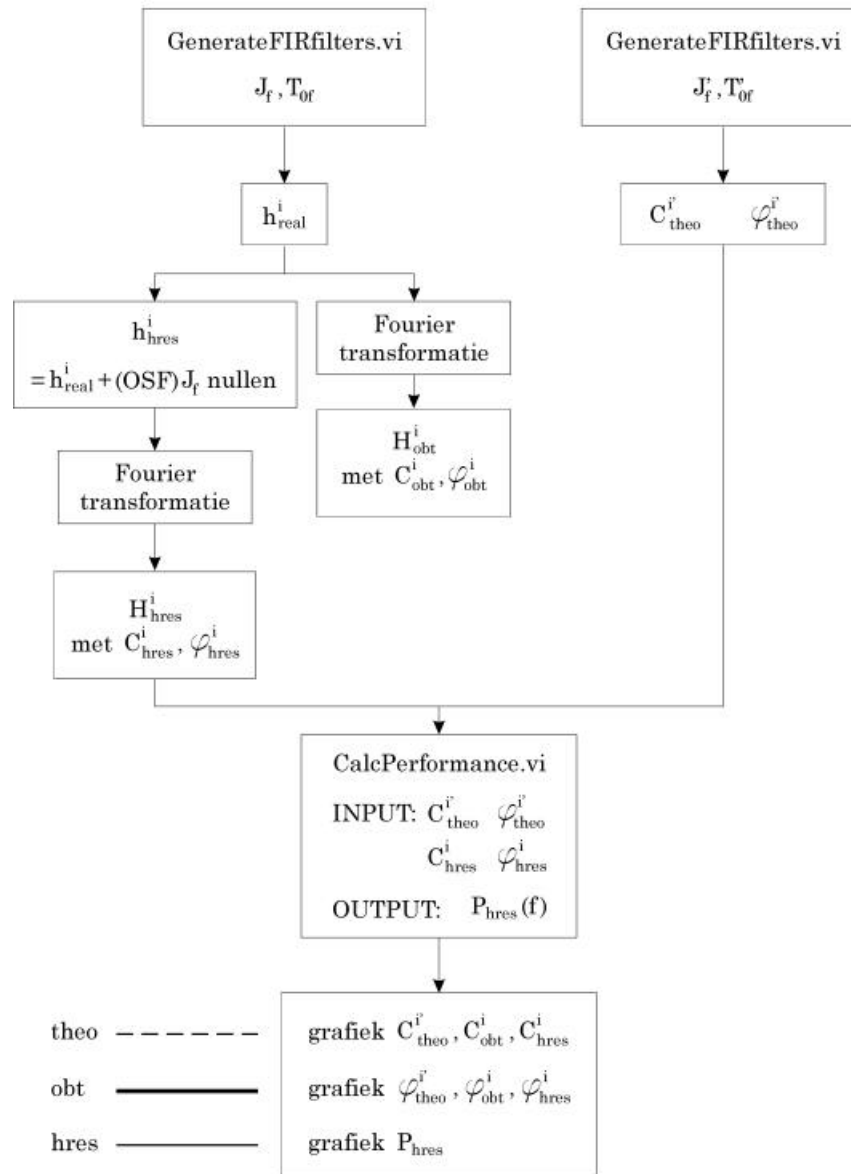


Fig. 6.12. Stroomdiagram van het frontpaneel-programma FIRFilter-Design.vi voor het ontwerp van de digitale filters.

Fig. 6.12 toont het stroomdiagram van dit frontpaneel programma. In de linker kolom wordt het ontwerp programma `GenerateFIRFilters.vi` uitgevoerd met als input variabelen o.a. J_f, T_{of} , en met als resultaat de impuls respons functies h_{real}^i voor beide filters. Vervolgens worden twee operaties uitgevoerd op h_{real}^i . Enerzijds wordt via een Fourier transformatie de verkregen frequentierespons H_{obt}^i bepaald, met bijhorende versterking C_{obt}^i en fase ϕ_{obt}^i . De index 'obt' verwijst naar het verschil met de index 'real': de eerste is verkregen door Fourier transformatie van de gerealiseerde versterking C_{real}^i en fase ϕ_{real}^i , de laatste is rechtstreeks bepaald met de theoretische analytische formules (6.20)-(6.23) voor het ontwerp van de filters. Anderzijds wordt de 'gemanipuleerde' impuls respons h_{hres}^i met verhoogde frequentieresolutie samengesteld, waarna eveneens met een Fourier transformatie de frequentierespons H_{hres}^i bepaald wordt, met bijhorende versterking C_{hres}^i en fase ϕ_{hres}^i (de index 'hres' verwijst naar de verhoogde frequentieresolutie van deze filters).

In de rechter kolom wordt het programma `GenerateFIRFilters.vi` nogmaals uitgevoerd, met als input variabelen nu J_f', T_{of}' met verhoogde frequentieresolutie. De berekening van de theoretische versterking $C_{theo}^{i'}$ en fase $\phi_{theo}^{i'}$ (voor verhoogde frequentieresolutie) volstaat hier, en wordt gebruikt als input, tezamen met versterking C_{hres}^i en fase ϕ_{hres}^i , voor de module `CalcPerformance.vi`. In deze module wordt de performantie-functie $P_{hres}(f_k)$ volgens vergelijking (6.28) opgesteld, eveneens met verhoogde resolutie.

De resultaten van het programma `FIRFilterDesign.vi` worden in grafiekvorm voorgesteld in Fig. 6.13. Voor elke filter $i = u$ (gain 1) of v (gain 2), is er een grafiek met de versterkingen $C_{theo}^{i'}(f)$, $C_{obt}^i(f)$ en $C_{hres}^i(f)$. Er is ook een grafiek met de fases $\phi_{theo}^{i'}(f)$, $\phi_{obt}^i(f)$ en $\phi_{hres}^i(f)$.

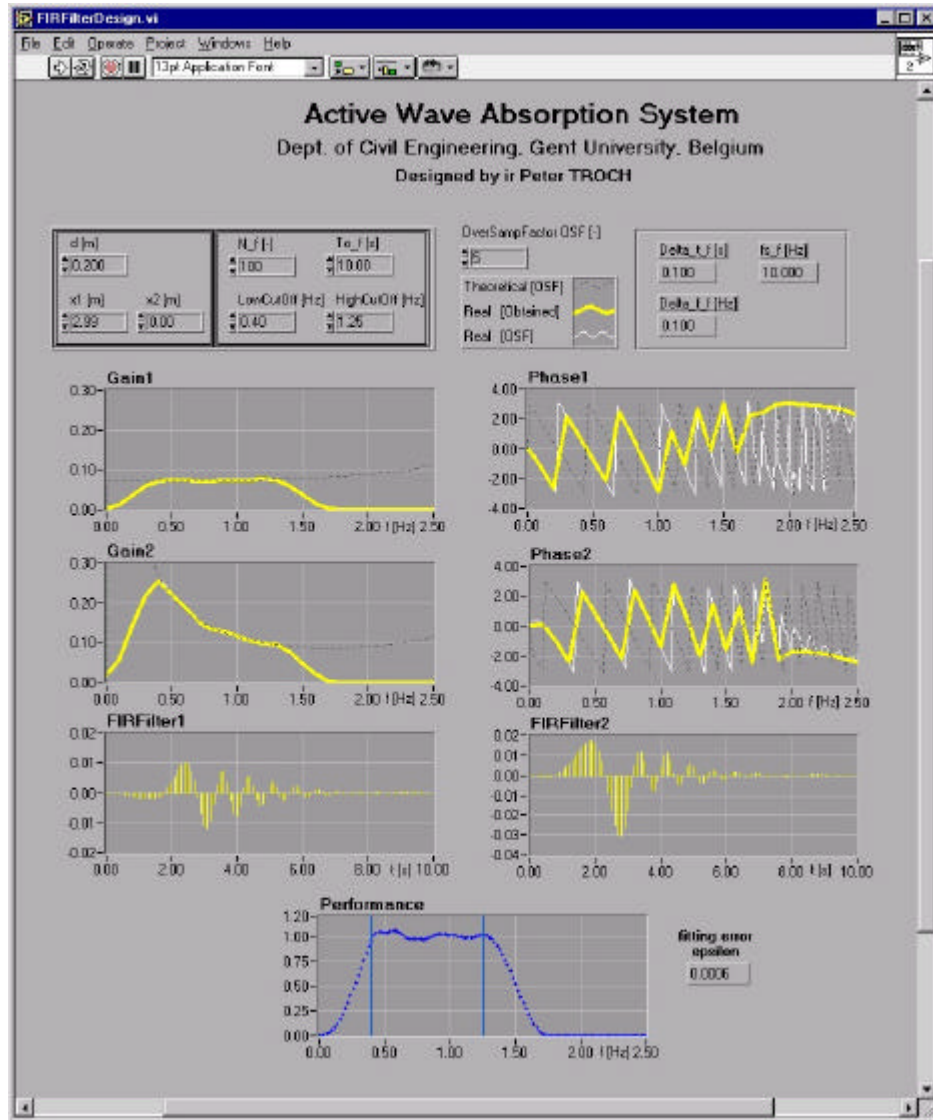


Fig. 6.13. Resultaat van het filterontwerp met behulp van het frontpaneel-programma FIRFilterDesign.vi.

Tenslotte wordt de performantiefunctie $P_{\text{hres}}(f)$ in grafiek uitgezet, en wordt de benaderingsfout ε cf. (6.30) bepaald. De kennis van deze benaderingsfout,

samen met de voornamelijk grafische informatie, volstaat voor het praktisch filterontwerp.

6.3.8 Vergelijking tussen AWAVOF in de numerieke goot en AWASYS in de fysische goot

Het actieve absorptie-systeem AWAVOF voor de numerieke golfgoot gebaseerd op een VOF-type numeriek model, heeft een aantal belangrijke kenmerkende verschillen t.o.v. AWASYS, het actieve absorptie-systeem voor de fysische golfgoot. Het AWASYS systeem is gewoonlijk gebaseerd op de informatie afkomstig van de verheffingen van de golven, en wordt verder kortweg het (η, η) -systeem genoemd. Het AWAVOF systeem is hier gebaseerd op de snelheidsinformatie, en wordt verder aangeduid als het (u, v) -systeem. In deze paragraaf zullen de verschillen tussen beide systemen, en de bijhorende consequenties, in detail besproken worden. Het werkingsprincipe van het AWASYS systeem is kort weergegeven in Bijlage X(fysische golfgoot), meer details zijn beschikbaar in het basiswerk van Christensen (1995) b.v., of in Hald en Frigaard (1996). Het AWAVOF systeem is als onderdeel van voorliggend proefschrift uitgebreid voorgesteld in de voorgaande paragrafen 6.3.1 t.e.m 6.3.7 van dit hoofdstuk

6.3.8.1 Singulariteiten

Het ontwerp van de digitale filters voor het (u, v) -systeem is eenvoudiger dan voor het (η, η) -systeem. Er is slechts één singulariteit aanwezig in de versterking $C^v(f)$ (vergelijking 6.22) van het (u, v) -systeem, bij $f = 0$ Hz.

Voor het (η, η) -systeem zijn er singulariteiten voor beide versterkingen $C^i(f)$, enerzijds bij $f = 0$ Hz, met $i = \eta_1$ of η_2 ; anderzijds zijn er singulariteiten voor frequenties waarvoor $k\Delta x = n\pi$ met $n = 0, 1, 2, \dots$. De eerste soort singulariteiten is te wijten aan de aanwezigheid van de Biéssel transfer functie $K_f(f)$ (E.3.a) in de noemer van de analytische uitdrukkingen voor de versterkingen $C^i(f)$ cf. (X.13.a) voor het (η, η) -systeem. Er geldt dat $K_f(f = 0) = 0$, zodat de versterkingen $C^i(f)$ naar oneindig gaan voor $f = 0$ Hz. Dit betekent dat voor het praktische ontwerp van de filters de versterkingen moeten getrunceerd worden bij een bepaalde waarde omdat de uitwijking van het golfschot t.g.v. de mechanische constructie beperkt is.

Bijgevolg is absorptie van gereflecteerde lange golven (met kleine frequenties) onmogelijk, omdat die net een grote schotuitwijking vereisen (zie par. E.3, vergelijking E.7). Dit absorptieprobleem met lange golven treedt niet op bij het (u, v) -systeem.

De tweede soort singulariteiten is geassocieerd met de tussenafstand Δx tussen de twee golfhoogtemeters. Dit probleem is identiek aan het singulariteitsprobleem bij de methode van Goda en Suzuki (1976) voor het bepalen van de invallende en gereflecteerde golfcomponenten. Er moet voor gezorgd worden dat Δx zó gekozen wordt, dat de singulariteiten buiten het frequentiebereik van de golven vallen. Gewoonlijk kiest men $0.05L < \Delta x < 0.45L$ (Goda en Suzuki, 1976). Het (u, v) -systeem bevat dergelijke singulariteiten niet, en heeft bijgevolg versterkingen met minder steile hellingen, zodat, zoals vermeld in par. 6.3.4, minder filtercoëfficiënten vereist zijn om de versterkingen te benaderen. Dit vereenvoudigt het ontwerp van de digitale filters.

Fig. E.11 geeft een voorbeeld van het ontwerp van de digitale filters voor het (η, η) -systeem, en is vergelijkbaar met Fig. 6.13 voor het (u, v) -systeem.

6.3.8.2 Gebruik van het (η, η) -systeem in de numerieke golfgoot

Het is uiteraard mogelijk om het (η, η) -systeem van de fysische goot toe te passen in de numerieke goot. In Bijlage G worden de versterkingen en fases theoretisch afgeleid voor het geval van toepassing van het (η, η) -systeem in de numerieke goot.

De volgende bedenking wordt echter gemaakt m.b.t. de performantie en nauwkeurigheid van deze toepassing. Aan het einde van elke tijdstap-berekening van het numerieke model zijn de snelheden, de druk en de volumefractie in elke cel gekend, en beschikbaar voor verder gebruik in het absorptiesysteem, zonder enige extra berekening. Deze grootheden zijn immers de (opgeloste) onbekenden van het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40). Het gebruik van de verheffing in een punt van een bepaalde cel vereist bijkomende rekenintensieve bewerkingen (zie par. 7.4.3). De bepaling van het vrije wateroppervlak in elke cel is een iteratieve berekening, gebaseerd onder andere op de informatie van de volumefractie in deze cel. Bovendien is deze berekening slechts een (gelineariseerde) benadering van het werkelijke wateroppervlak. De kennis van het exacte vrij

wateroppervlak is in het algemeen trouwens niet noodzakelijk bij het berekenen van elke nieuwe tijdstap. Het loont dus om het (u, v) -systeem te verkiezen boven het (η, η) -systeem in de numerieke goot: de snelheden zijn onmiddellijk beschikbaar, de verheffingen vragen veel extra rekenwerk. Omgekeerd, de toepassing van het (u, v) -systeem in de fysische goot is bewerkelijker, of in ieder geval minder courant: hier is het eenvoudiger om verheffingen te meten in plaats van snelheden.

6.3.8.3 Real-time uitvoering van de filteroperatoren

Het AWASYS systeem in de fysische golfgoot detecteert on-line de gereflecteerde golfcomponent, en vereist een real-time respons van het golfschot naar de gereflecteerde golven toe. Dit betekent dat de filter convolutie moet uitgevoerd worden in real-time, en dat slechts een beperkt aantal filtercoëfficiënten J_f toegelaten zijn om deze real-time performantie te bereiken. In het AWAVOF-systeem is dergelijke real-time respons niet vereist. Er is voldoende tijd beschikbaar om de convolutie uit te voeren vooraleer over te gaan naar het volgende tijdstip. Immers het programma wacht met het uitvoeren van de berekeningen totdat de berekening van de convolutie afgelopen is. Daardoor is het mogelijk om meer filtercoëfficiënten J_f te gebruiken tijdens het ontwerp van de filter. Dit verhoogt enigszins de nauwkeurigheid van het filterontwerp, zodat de efficiëntie van het absorptie-systeem, en dus van de numerieke randvoorwaarde, verhoogt.

6.3.8.4 Aanwezigheid van 'near field' staande golven

Bij golfgeneratie in een fysische goot zijn, naast de progressieve golven, een reeks staande golven ('near field solution', cf. Bijlage E, par. E.2) aanwezig ter plaatse van het golfschot, die langzaam uitsterven en verdwijnen vanaf een afstand tot het schot groter dan $x = 3d$. In deze zone kunnen geen golfhoogtemeters of snelheidsmeters geplaatst worden, tenzij men expliciet rekening houdt met de aanwezigheid van dit 'near field' in de frequentie respons van de digitale filters (dit zou kunnen door in de Biéssel transfer functie ook de term K_n (E.3.b) in rekening te nemen). Het 'near field' ontstaat wegens de manier van genereren van golven m.b.v. een schot: het snelheidsprofiel door dit schot opgewekt is niet hetzelfde als dat van een (lineaire) golf. Hierdoor ontstaan parasitaire staande golven. In de numerieke goot is dit probleem niet bestaande, omwille van de toegepaste techniek van golfgeneratie: het correcte snelheidsprofiel van een lineaire golf wordt aan de

rand opgelegd. Dus is het mogelijk om (numerieke) golfhoogtemeters of snelheidsmeters dicht bij het schot te plaatsen. Zo is een belangrijke plaatswinst in het numerieke berekeningsgebied mogelijk.

6.3.9 Numeriek voorbeeld van golfabsorptie

Een praktisch voorbeeld gebaseerd op een analytische oplossing zal de performantie van de actieve absorptietechniek aantonen. De analytische oplossing beschikt over gekende invallende en gereflecteerde golven, en laat toe de afwijkingen van het absorptiesysteem snel en eenvoudig in kaart te brengen.

Na het inwerken van het actieve absorptiesysteem in de numerieke golfgoot zal de werkelijke performantie aan de hand van numerieke simulaties met VOFbreak² geanalyseerd kunnen worden. Dit is het onderwerp van par. 9.4.4.

De lezer wordt verwezen naar par. 5.1 van Bijlage H voor de gedetailleerde beschrijving van dit numerieke voorbeeld. Deze analytische berekening maakt integraal deel uit van voorliggend proefschrift. Gezien de beschikbaarheid van de berekening in Bijlage H, is deze hier uiteraard niet meer hernomen. Kort zullen de filosofie, de gevolgde werkwijze en de resultaten samengevat worden.

De gootgeometrie en filterkarakteristieken zijn overgenomen uit par. 6.3.4 en Fig. 6.9. De snelheden op positie (x_1, z_1) zijn voorgeschreven door vergelijking (6.7), en bevatten de invallende en gereflecteerde componenten cf. vergelijking (6.8). De golfreflectie is vastgelegd op 50 %, zodat de analytische uitdrukkingen voor de snelheden de volgende vorm krijgen:

$$u(x_1, z_1, t) = \sum_i \left[0.01 \cdot 2\pi f_i \frac{\cosh k_i (d + z_1)}{\sinh k_i d} \cos(2\pi f_i \cdot t - k_i x_1) - 0.50 \cdot 0.01 \cdot 2\pi f_i \frac{\cosh k_i (d + z_1)}{\sinh k_i d} \cos(2\pi f_i \cdot t + k_i x_1) \right]$$

(Bijlage H, 26)

$$v(x_1, z_1, t) = \sum_i \left[-0.01 \cdot 2\pi f_i \frac{\sinh k_i (d + z_1)}{\sinh k_i d} \sin(2\pi f_i \cdot t - k_i x_1) \right. \\ \left. - 0.50 \cdot 0.01 \cdot 2\pi f_i \frac{\sinh k_i (d + z_1)}{\sinh k_i d} \sin(2\pi f_i \cdot t + k_i x_1) \right] \\ \text{(Bijlage H, 27)}$$

De fout van het actieve absorptiesysteem wordt gedefinieerd als het verschil tussen het gefilterde correctiesignaal $\eta^*(x_1, t)$ en de golfcomponent $\eta_{-R}(x_0 = 0, t)$. Deze golfcomponent is gedefinieerd als vergelijking (6.11), en krijgt voor dit praktische voorbeeld de vorm:

$$\eta_{-R}(x_0, t) = \sum_i [0.50 \cdot 0.01 \cdot \cos(2\pi f_i \cdot t - kx_0 + \pi)] \\ \text{(Bijlage H, 28)}$$

De fout is nul wanneer het berekende signaal η^* identiek is aan het analytische signaal η_{-R} .

De index i in deze vergelijkingen (Bijlage H, 26, 27 en 28) verwijst naar het aantal golfcomponenten dat is gebruikt tijdens de berekeningen, cf. Tabel 1 in Bijlage H. Zowel regelmatige ($i = 1$) als onregelmatige golftreinen ($i = 1, 2, 3$) zijn gebruikt.

Fig. 5 en 6 samen met Tabel 2 van Bijlage H tonen de resulterende fouten voor 4 berekeningen. Hieruit volgt duidelijk dat het actieve absorptiesysteem exact werkt (zowel voor regelmatige als onregelmatige golven) voor golffrequenties die samenvallen met de discrete filterfrequenties $f_k = k\Delta f_f$ (test 1 en 2). Indien dit niet het geval is, zoals in test 3 en 4, zijn wel degelijk beperkte fouten aanwezig. Deze fouten kunnen sterk gereduceerd worden door de filtercoëfficiënten te taperen, en in mindere mate door de frequentieresolutie te verhogen. Het is bijgevolg van bijzonder groot belang om de discrete filterfrequenties f_k aan te passen aan de te verwachten frequenties van de golfcomponenten.

6.3.10 Vergelijking met "weakly reflecting boundary condition"

Een andere numerieke randvoorwaarde, waarnaar gewoonlijk verwezen wordt met de term "weakly reflecting boundary condition", wordt gebruikt voor de gecombineerde golfgeneratie en -absorptie in VOF type numerieke modellen. Deze randvoorwaarde is voor het eerst gebruikt in de SKYLLA code (Petit en van den Bosch, 1992). Het werkingsprincipe, voor- en nadelen t.o.v. de AWAVOF randvoorwaarde worden verder besproken in Bijlage H, par. 4.6.

6.4 Besluit

In een golfgoot waarin golven gegenereerd worden, moeten beide (linker- en rechter-)randen de golven kunnen absorberen om de gereflecteerde en getransmitteerde golven te neutraliseren. In het kader van de ontwikkeling van de numerieke golfgoot, is zowel een methode voor passieve absorptie als voor actieve absorptie geïmplementeerd.

De typische passieve absorptie-methodes aangewend in een fysische golfgoot, kunnen niet zomaar overgenomen worden. Deze methodes vereisen aanzienlijke inbouwruimte en (de daaraan gekoppelde) berekeningstijd. Een efficiënte numerieke absorptiemethode, de numerieke sponslaag, wordt veelvuldig gebruikt in golfvoortplantingsmodellen van het Boussinesq type. Deze numerieke passieve absorptie methode heeft een sterk energiedissiperende invloed op de golfwerking, en blijkt zeer efficiënt met betrekking tot inbouwruimte en berekeningstijd. Een variante oplossing van de numerieke sponslaag is hier voorgesteld, en zal verder ingebouwd worden in het numerieke model VOFbreak².

Aan de golfgenererende rand van de goot wordt een nieuwe actieve absorptie-methode ingebouwd: AWAVOF. Aan deze rand worden tegelijkertijd de invallende golven gegenereerd en de gereflecteerde golven geabsorbeerd. Deze nieuwe numerieke randvoorwaarde is gebaseerd op een actieve absorptie-methode AWASYS, die in de context van fysische modellering is ontwikkeld. De actieve absorptie-methode AWAVOF is bruikbaar voor regelmatige en voor onregelmatige golven.

Het werkingsprincipe is eenvoudig. De horizontale en verticale snelheids-componenten worden op één positie in de goot continu opgemeten. De gereflecteerde golftrein wordt gescheiden van de invallende golftrein door vooreerst het toepassen van een digitale filter (in het tijdsdomein) op de snelheidscomponenten, en vervolgens het superponeren van beide gefilterde signalen. Deze mathematische bewerkingen resulteren in een correctiesignaal dat de gereflecteerde golftrein absorbeert. Het correctiesignaal wordt gesuperponeerd met de invallende golf toegevoegd ter plaatse van het golfschot.

De intelligentie van de absorptiemethode is ingewerkt in de filtercoëfficiënten van de impulsrespons van de twee digitale filters. De corresponderende frequentierespons van beide filters is op theoretische wijze afgeleid voor het

specifieke geval van de numerieke golfgoot met de snelheidsmetingen in één positie. Het praktische filterontwerp is uitvoerig voorgesteld en kritisch besproken. Een computer programma is ontworpen om het filterontwerp te automatiseren. Het gebruik van een performantiefunctie en het verhogen van de frequentieresolutie van de digitale filters verbetert aanzienlijk het ontwerpproces.

Het praktische gebruik van deze numerieke randvoorwaarde AWAVOF wordt vergeleken met het typische gebruik van het AWASYS systeem in de fysische golfgoot, en de belangrijkste verschilpunten zijn in detail besproken. De performantie van de randvoorwaarde wordt op eenvoudige en efficiënte wijze bewezen aan de hand van een analytisch rekenvoorbeeld.

Samenvattend, in hoofdstuk 6 is de actieve absorptie-methode AWAVOF vanuit theoretisch oogpunt voorgesteld, zijn praktische ontwerprichtlijnen geformuleerd, en is programmatuur voor de uitvoering van het ontwerp ontwikkeld. Deze bereikte resultaten laten verder toe om de numerieke randvoorwaarde effectief in te bouwen in het numerieke model VOFbreak² (par. 8.5), de performantie van de randvoorwaarde te toetsen met behulp van numerieke simulaties (par. 8.5 en 9.4), en tenslotte enkele belangrijke praktische toepassingen uit te voeren (par. 9.5 en 9.6).

HOOFDSTUK 7

Het numerieke model VOFbreak²

7.1 Algemene beschrijving van de oplossingsmethode voor stroming met vrij oppervlak

7.1.1 Herkomst van het VOFbreak² programma

Dit hoofdstuk bevat de beschrijving van de numerieke technieken om het mathematische model (2.40) op te lossen. Dit numerieke model, genaamd VOFbreak²*, is ontwikkeld ten behoeve van voorliggend doctoraatswerk. Het is principieel gebaseerd op de SOLA-VOF code van Nichols et al. (1980) en bevat analoge oplossingsalgoritmes.

Deze SOLA-VOF code is een algemeen hydrodynamisch computer programma voor de simulatie van tweedimensionale niet-permanente vloeistofstroming met een vrij oppervlak. Het concept is gebaseerd op een "volume of fluid (VOF) fraction"-techniek, ontwikkeld in de jaren '70 in het Los Alamos Scientific Laboratory in New Mexico (USA). De pionier van deze VOF techniek is Dr. Tony Hirt, die het concept ontwikkelde en verfijnde tot één van de meest performante technieken om vloeistofstroming met een vrij oppervlak te behandelen.

Een aantal wezenlijke verbeteringen aan de oorspronkelijke algoritmes, overgenomen uit de opvolger code NASA-VOF2D (Torrey et al., 1985), zijn eveneens geïmplementeerd in het numerieke model VOFbreak². Daarnaast zijn in het kader van dit proefschrift belangrijke nieuwe uitbreidingen toegevoegd, die het algemeen hydrodynamische model toepasbaar maken voor het specifieke geval van golfinteractie met poreuze kustwaterbouwkundige constructies. Deze uitbreidingen van het numerieke model worden in detail beschreven in hoofdstuk 8, en vormen één van de hoofdelementen van dit proefschrift. De nieuwe uitbreidingen hebben finaal geleid tot de ontwikkeling van een droge of *numerieke golfgoot*: VOFbreak².

* De naam VOFbreak² is afgeleid van: **V**olume **O**f **F**luid algorithm for **br**eaking waves on **br**eakwaters in **2** dimensions.

Voor een uitgebreide bespreking van de in de SOLA-VOF code reeds aanwezige numerieke basisalgoritmes en -technieken, wordt verwezen naar o.a. Nichols et al. (1980), Hirt en Nichols (1981), Kothe et al. (1991), Lemos (1992). Hier worden enkel de principes ervan geschetst, zodat enerzijds de mogelijkheden, en anderzijds de nauwkeurigheid van de oplossingen van het numerieke model beter ingeschat kunnen worden. Bovendien is een goed begrip van deze principes onontbeerlijk om de gewenste uitbreidingen succesvol in de code in te kunnen bouwen.

Eerst worden de aangewende discretisatie- en oplossingstechnieken kort toegelicht in het vervolg van deze paragraaf. Vervolgens worden de gediscretiseerde bewegingsvergelijkingen en continuïteitsvergelijking voorgesteld in resp. par. 2.2 en 2.3, tezamen met de oplossingstechniek. Par. 2.4 beschrijft de numerieke behandeling van de volumefracties om de vloeistofconfiguratie en het vrije oppervlak te berekenen, en par. 2.5 behandelt de discretisatie van de randvoorwaarden aan de vast rand en aan het vrij oppervlak. In par. 2.6 wordt de mogelijkheid om obstakels in het berekeningsgebied te definiëren, besproken. Een belangrijke eigenschap van de oplossingstechniek is de stabiliteit, die in par. 2.7 aandacht krijgt.

7.1.2 Keuze van de discretisatie- en oplossingsmethodes

De niet-lineaire partiële differentiaalvergelijkingen (2.40), voorgesteld in hoofdstuk 2, kunnen niet op analytische wijze opgelost worden. Om een benaderende numerieke oplossing te vinden, discretizeren we de differentiaalvergelijkingen in plaats en tijd tot een stel algebraïsche vergelijkingen, die met een oplossingsalgoritme op een computer kunnen opgelost worden. Deze oplossing is slechts gekend op discrete punten in plaats en tijd. De fout t.o.v. de correcte oplossing en dus de nauwkeurigheid van de numerieke resultaten, hangt af van elke doorgevoerde operatie om de numerieke oplossing te bekomen: *modellerfouten*: fouten te wijten aan de veronderstellingen waarop de differentiaalvergelijkingen gebaseerd zijn; *discretisatiefouten*: fouten ten gevolge van de discretisatie in algebraïsche vergelijkingen; en *convergentiefouten*: fouten bij de numerieke (iteratieve) oplossing. Er zal voor elke operatie een compromis moeten gemaakt worden tussen een zo goed mogelijke benadering van de correcte oplossing en een aanvaardbare rekeninspanning en kostprijs.

De oplossingsmethode dient een aantal belangrijke eigenschappen te bezitten. De belangrijkste eigenschappen zijn *consistentie* (de discretisatie wordt exact

wanneer de gridafmetingen naar nul gaan), *stabiliteit* (de fouten die optreden tijdens het oplossen worden niet versterkt), *convergentie* (de oplossingen van de gediscretiseerde vergelijkingen gaat naar de exacte oplossing van de differentiaalvergelijkingen wanneer de gridafmetingen naar nul gaan), *conservatiefheid* (numerieke schema moet behoud van massa en momentum garanderen) en *nauwkeurigheid* (zie hierboven). Een heel belangrijk theorema voor lineaire beginwaarde-problemen is het Lax-theorema: “voor een gegeven goed gesteld beginwaarde-probleem en een eindige differentiebenadering ervan, dat consistent is, is stabiliteit de nodige en voldoende voorwaarde voor convergentie” (Richtmeyer en Morton, 1967). Dit theorema toont het belang van de stabiliteit aan. Meer achtergrondinformatie is terug te vinden in b.v. Ferziger en Perić (1997). Enkele van deze eigenschappen zullen terugkeren bij de verdere bespreking van het numerieke model.

Euleriaanse eindige differentie technieken voor de berekening van de dynamica van onsamendrukbare vloeistoffen met een vrij oppervlak zijn welbekend. De eerste techniek die succesvol niet-permanente, viskeuze, onsamendrukbare vloeistof-problemen met een ingewikkeld vrij oppervlak kon oplossen was de "Marker-And-Cell" (MAC) methode (Welch et al., 1966). De primitieve variabelen, druk en snelheid, worden hierbij vooreerst als directe afhankelijke veranderlijken gebruikt. MAC gebruikt een verzameling meebewegende deeltjes (E: marker particles) om enerzijds de stroming zichtbaar te maken, anderzijds om bij te houden hoe het vrij oppervlak voortbeweegt. Deze “deeltjes” beïnvloeden geenszins de dynamica, maar definiëren welke berekeningscellen gevuld zijn met vloeistof, leeg zijn, of een vrij oppervlak bevatten. Chorin (1968) vereenvoudigde deze methode tot de zogenaamde projectiemethode door de oplossing van de druk en van de snelheden te scheiden.

Voor het VOFbreak² programma is gebruik gemaakt van een geoptimaliseerde variant van de MAC methode: de *druk-snelheids-iteratiemethode* (E: pressure-velocity iteration method) (Nichols et al., 1980). Het belangrijkste verschil (en voordeel) met voorgaande technieken ligt bij de oplossing van de druk, waarbij niet langer druk randvoorwaarden nodig zijn, omdat de druk correctie in een cel wordt berekend zonder gebruik te maken van de druk in naburige cellen. De structuur van de druk-snelheids-iteratiemethode wordt in detail beschreven in par. 7.1.5.

7.1.3 Historische ontwikkelingen in numerieke modellering met de VOF techniek

Troch en De Rouck (1999) geven een algemeen historisch overzicht van de ontwikkelingen in numerieke modellering gebaseerd op de VOF techniek, met speciale aandacht voor de recente vooruitgang in het vakgebied kustwaterbouwkunde.

De ruggegraat van de "stamboom" (in Fig. 1 van Bijlage H) wordt gevormd door de originele codes van de uitvinders van de VOF techniek. De vertakkingen beschrijven de belangrijkste model-toepassingen in het vakgebied kustwaterbouwkunde. De lezer wordt verwezen naar par. 2 van Bijlage H voor een gedetailleerde beschrijving van deze historische ontwikkelingen.

Zeer recent zijn een tweetal belangrijke nieuwe onderzoeksresultaten gerapporteerd, die zeker -als jongste telgen- hun plaats verdienen onderaan de stamboom van Fig. 1 (Bijlage H). Enerzijds beschrijven Lin en Liu (1998) de ontwikkeling van een numeriek model gebaseerd op de RIPPLE code (Kothe et al., 1991 en 1997) voor de studie van de evolutie van een regelmatige golftrein met shoaling en breking in de branding. Dit model lost de NS vergelijkingen op en een k-ε model voor turbulente stroming.

Anderzijds gebruikt Bradford (2000) de FLOW-3D code om regelmatige golven over een hellende bodem te simuleren, gebruik makend van eenvoudige turbulentiemodellen.

7.1.4 Het berekeningsgebied

Oplossing van het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40.a, 2.40.b, 2.40.c) geformuleerd in primitieve variabelen u , v en p (een oplossing is ook mogelijk op basis van definiëren van stroomfunctie en vorticiteit) gebeurt met behulp van de druk-snelheidsiteratiemethode. Hierbij worden de vergelijkingen, geldig voor tweedimensionale onsamendrukbare stroming met vrij oppervlak, ruimtelijk gediscretiseerd met behulp van de eindige differentie-methode, op een *versprongen Euleriaans rooster* (E: staggered grid) van rechthoekige cellen met veranderlijke afmetingen Δx_i en Δy_j voor respectievelijk de i^e kolom en j^e rij (Fig. 7.1). Het rooster is omgeven door een fictieve rij cellen, die gebruikt wordt om de gepaste randvoorwaarden op te leggen zodat het originele differentieschema kan behouden blijven in het volledige *berekeningsgebied* (E: computational domain).

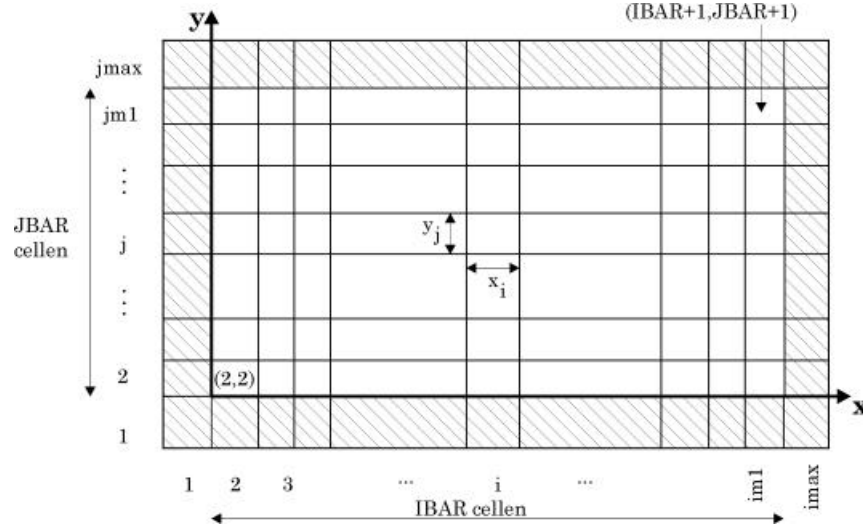


Fig. 7.1. *Het berekeningsgebied is gediscretiseerd met behulp van een rooster bestaande uit cellen met variabele afmetingen Δx_i en Δy_j in resp. x - en y -richting (voor een cel in de i^e kolom en j^e rij). Het rooster is aan de randen omgeven door een fictieve rij cellen.*

Fig. 7.1 toont verder een aantal aanvullende definities. Het werkelijke berekeningsgebied start bij cel (2,2) en eindigt bij cel (IBAR+1, JBAR+1), waar IBAR en JBAR respectievelijk het aantal werkelijke cellen in x en y -richting zijn. Conventioneel staat de notatie $Q_{i,j}^n$ (of $Q_{i,j}$) voor de discrete waarde van de veranderlijke $Q(x, y, t)$ op tijdstip $n\Delta t$ in het midden van de cel (i, j) . Een onderschrift met een halve integer, zoals b.v. $Q_{i,j+1/2}^n$, verwijst naar het midden van de celrand tussen de cellen (i, j) en $(i, j+1)$.

Fig. 7.2 toont de positie van de afhankelijke veranderlijken in een cel. De druk $p_{i,j}$ en de volumefractie $F_{i,j}$ worden gedefinieerd in het midden van de cel.

De horizontale snelheidscomponent $u_{i+1/2,j}$ wordt in het midden van de rechtercelrand gedefinieerd, de verticale component $v_{i,j+1/2}$ in het midden van de bovencelrand. De pijlen duiden de positieve richting aan.

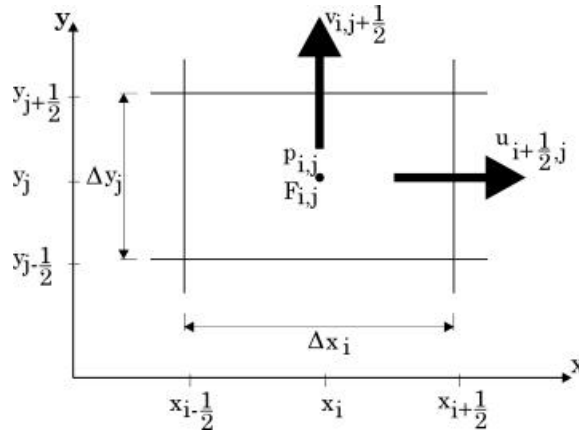


Fig. 7.2. *Positie van de afhankelijke veranderlijken u , v , p en F in cel (i, j) , volgens het schema van het versprongen rooster.*

7.1.5 Het vrij oppervlak

Methodes om een vrij oppervlak te bepalen kunnen in twee groepen ingedeeld worden. In de eerste groep wordt het vrij oppervlak gedefinieerd als een scherpe interface waarvan de beweging gevolgd wordt. Aan deze interface worden de grenscellen van het rooster verbonden, en deze dienen bij elke tijdstap aangepast te worden aan de nieuwe vorm van het vrij oppervlak. Bijgevolg past het rooster zich telkens aan aan de positie van het vrij oppervlak (E: moving grid), (Mayer et al., 1998). Deze methode wordt hier niet verder toegepast.

In de tweede groep wordt geen scherpe interface gedefinieerd. De berekeningen lopen in een vast grid waarbinnen het vrij oppervlak zich bevindt. De positie van dit vrij oppervlak wordt bepaald door de cellen die gedeeltelijk met water gevuld zijn. De berekening van het vullen en ledigen

van de cellen gebeurt door het oplossen van de transportvergelijking (2.40.d) met de zogenaamde "Volume of Fluid" (VOF) techniek. Deze VOF techniek wordt hier verder toegepast, en zal kort voorgesteld worden. Lin en Liu (1999) bespreken in een literatuuroverzicht de mogelijkheden en beperkingen van dergelijke numerieke technieken om het vrij oppervlak te bepalen in het geval van golven.

Het vrij oppervlak wordt beschreven door een *stapfunctie* $F(x, y, t)$ in te voeren voor elke cel. Deze functie $F(x, y, t)$ wordt geïntegreerd over het controlevolume (elke cel) en gedeeld door het volume van de cel. Dit levert de *volume fractie* F [-] in elke cel. F stelt dus de fractie van het celoppervlak voor, dat ingenomen is door het water, terwijl $1-F$ de fractie vacuüm voorstelt. Voor een cel volledig gevuld met vloeistof is $F=1$ (*vloeistofcel*). Cellen met een F -waarde tussen 0 en 1 zijn gedeeltelijk gevuld met vloeistof en bevatten een vrij oppervlak **of** (vacuüm)bellen kleiner dan de afmeting van de cel. Een cel (i, j) met een vrij oppervlak (*vrij-oppervlakcel*) wordt gedefinieerd als een cel met een waarde van $F \neq 0$ **en** tenminste één naburige cel $(i \pm 1, j)$ of $(i, j \pm 1)$ die leeg is ($F = 0$, *lege cel*).

De volume fractie F van elke cel is bepaald door:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (2.40.d)$$

Deze vergelijking drukt uit dat F meebeweegt met de vloeistof. Dit betekent dat in het vaste rooster de volume flux doorheen elke celrand zal moeten berekend worden. Een speciale *donor-acceptor expliciete differentietechniek* wordt gebruikt voor deze vergelijking (2.40.d), zodat het karakter van de stapfunctie bewaard blijft. Dit basisconcept voor de volume fractie F laat toe om op zeer efficiënte wijze informatie over ingewikkelde vloeistofconfiguraties te behandelen en in het geheugen van de computer op te slaan, en zal in par. 7.4 verder behandeld worden.

De naam "VOF" is afgeleid van dit basisconcept voor de vloeistofvolume fractie (E: fractional **V**olume **O**f **F**luid) ter bepaling van het vrij vloeistof oppervlak, maar wordt ook algemener gebruikt ter aanduiding van het volledige numerieke model.

7.1.6 Het basialgoritme

Het basialgoritme voor de numerieke oplossing van het stelsel NS-vergelijkingen (2.40) bestaat uit 3 grote basisstappen (Fig. 7.3):

STAP 1. Een eerste schatting van het nieuwe snelheidsveld $\vec{V}(\vec{u}, \vec{v})$ op het tijdstip $t = (n+1)\Delta t$, wordt berekend met behulp van een expliciete differentiebenadering van de bewegingsvergelijkingen (2.40.a) en (2.40.b), door gebruik te maken van waarden op het tijdstip $t = n\Delta t$ voor de convectieve termen, de drukgradiëntterm, de viskeuze term en de gravitatieversnelling.

STAP 2. Om te voldoen aan de continuïteitsvergelijking (2.40.c) wordt de druk in iedere cel iteratief berekend met behulp van de druk-Poisson-vergelijking (2.26). De snelheidsveranderingen ten gevolge van de berekende drukcorrecties worden toegevoegd aan de snelheden uit stap 1, tot de residuele divergentie van het gecorrigeerde snelheidsveld naar nul gaat. Convergentie van dit iteratieve proces in het volledige berekeningsgebied levert uiteindelijk de correcte snelheden u , v en druk p op het tijdstip $t = (n+1)\Delta t$.

STAP 3. De F-functie van elke cel wordt herberekend uit vergelijking (2.40.d) om de nieuwe (op tijdstip $n+1$) configuratie van de vloeistof en van het vrij oppervlak te bekomen.

Gepaste randvoorwaarden (aan de vaste rand van het rooster, aan het vrije oppervlak, aan obstakelcellen, ...) dienen bij elke stap meegerekend te worden. Herhaling van deze drie basisstappen levert uiteindelijk de oplossing van het vloeistofprobleem voor opeenvolgende tijdstippen. Hierna wordt dit basialgoritme meer in detail beschreven.

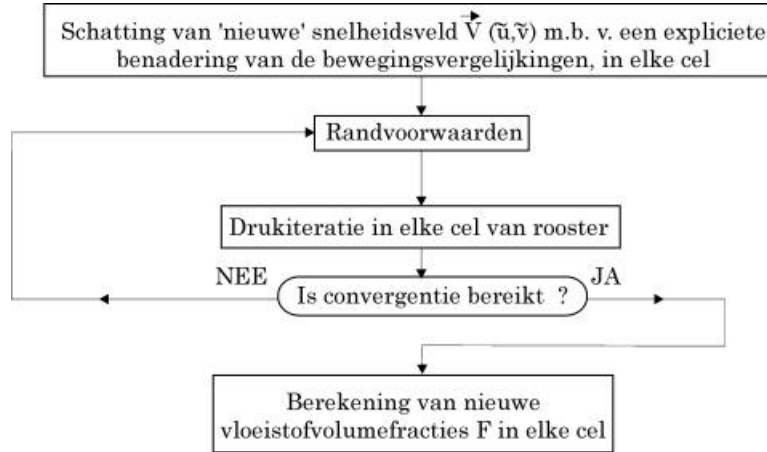


Fig. 7.3. Stroomdiagram van het basisalgoritme voor de oplossing van het volledige stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40) in het numeriek model *VOFbreak*².

7.2. Discretisatie van de bewegingsvergelijkingen

We beperken deze bespreking tot de x-richting. De discretisatie wordt toegepast in het punt waar de snelheid u gedefinieerd is, nl. in het midden van de rechtercelwand voor $u_{i+1/2,j}$ (Fig. 7.2). De discretisatie van de bewegingsvergelijking in de y-richting wordt analoog bepaald.

Uit de bewegingsvergelijking in x-richting:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + g_x \quad (2.40.a)$$

wordt een eerste schatting \tilde{u} van de nieuwe horizontale snelheidscomponent u^{n+1} gemaakt met behulp van volgende expliciete eindige-differentie-benadering (Fig. 7.4), en met eerste orde tijdsteping:

$$u_{i+1/2,j} = u_{i+1/2,j}^n + \Delta t \left[\frac{1}{\rho} \cdot \frac{p_{i+1,j}^n - p_{i,j}^n}{\Delta x_{i+1/2}} - FUX_{i+1/2,j}^n - FUY_{i+1/2,j}^n + VISX_{i+1/2,j}^n + g_x \right] \quad (7.1)$$

met

$$\Delta x_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\Delta x_i + \Delta x_{i+1}) \quad (7.2)$$

De convectieve versnellingen worden voorgesteld door FUX en FUY voor de convectieve flux van u in respectievelijk x -richting ($u \partial u / \partial x$), en y -richting ($v \partial u / \partial y$). De viskeuze term $v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$ wordt voorgesteld door VISX.

Aangezien de nieuwe snelheid u^{n+1} nog niet gekend is, worden voor de berekening van u , waarden op $t = n\Delta t$ gebruikt.

Analoog geldt in y -richting, als eerste schatting van v :

$$v_{i,j+1/2} = v_{i,j+1/2}^n + \Delta t \left[\frac{1}{\rho} \cdot \frac{p_{i,j+1}^n - p_{i,j}^n}{\Delta y_{j+1/2}} - FVX_{i,j+1/2}^n - FVY_{i,j+1/2}^n + VISY_{i,j+1/2}^n + g_y \right] \quad (7.3)$$

met

$$\Delta y_{j+1/2} = \frac{1}{2} (\Delta y_j + \Delta y_{j+1}) \quad (7.4)$$

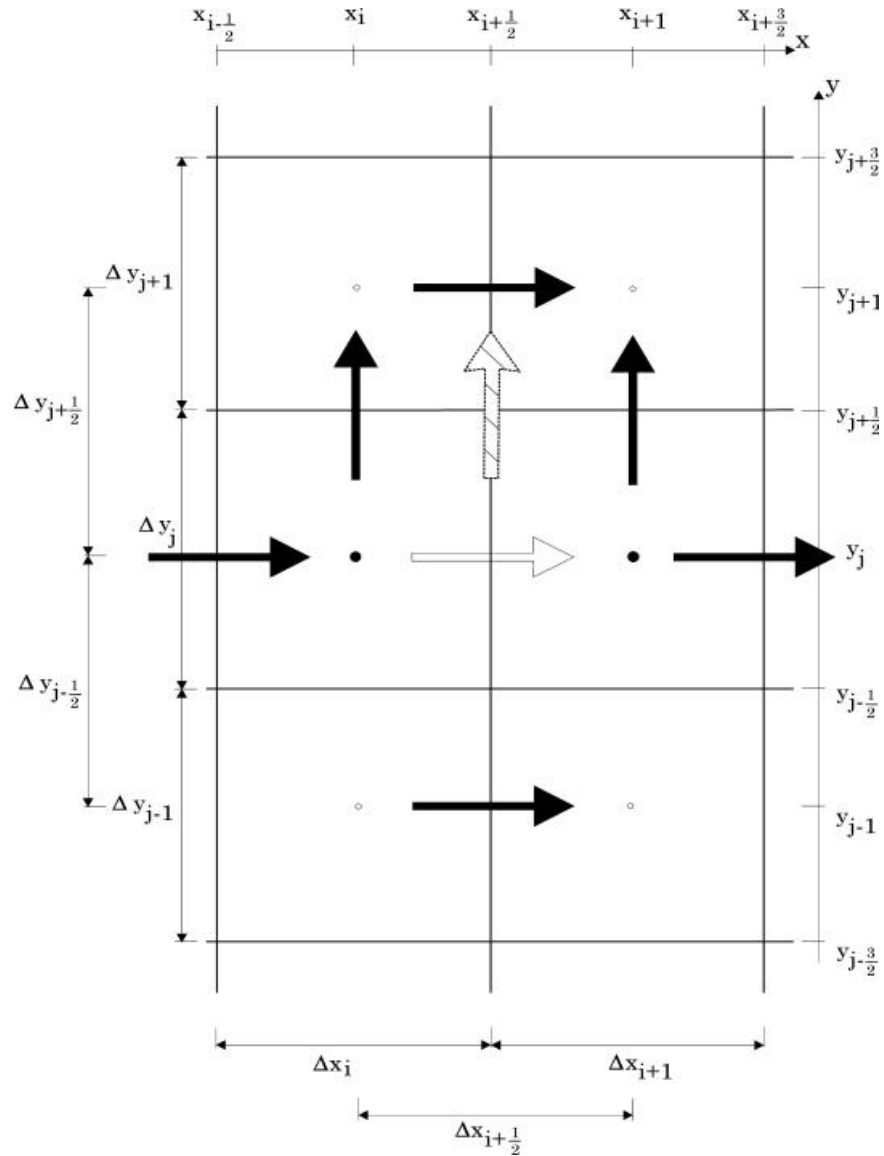


Fig. 7.4. Benodigde snelheidscomponenten (pijl) en druk (bolletje) (beide zwart gekleurd) op $t = n\Delta t$ voor de berekening van $\bar{u}_{i+1/2,j}$ (witte holle pijl) in cel (i, j) . De gearceerde snelheidspijl is een geïnterpoleerde waarde.

De convectieve termen FUX, FUY, FVX en FVY worden gediscretiseerd door middel van een combinatie van 1^e orde nauwkeurige *voorwaartse of upwind* (E: upwind of upstream of donor cel) en 2^e orde nauwkeurige *centrale differentiebenaderingen*, met een parameter α die het relatieve aandeel van de voorwaartse differentie aanduidt (Nichols et al., 1980). Voor $\alpha = 0$ herleidt de discretisatie tot een centrale discretisatie; voor $\alpha = 1$ herleidt de discretisatie tot een upwind discretisatie. Centrale discretisaties zijn nauwkeuriger (2^e orde), maar kunnen instabiliteit veroorzaken in combinatie met een voorwaartse tijdsdiscretisatie en kleine viscositeit (Lemos, 1992, en Dick, 1998). Voor elk specifiek probleem zal er een optimale α bestaan, die de berekening stabiel houdt voor het bekomen van een nauwkeurige oplossing, maar ook zonder al te veel numerieke diffusie veroorzaakt door de 1^e orde upwind differentiebenadering. Ervaring duidt aan dat $0.25 < \alpha < 0.5$ kan gebruikt worden (Lemos, 1992). In de praktijk wordt meestal eerst $\alpha = 1$ gesteld voor de eerste berekeningen van een probleem, en vervolgens gereduceerd tot de optimale waarde voor het probleem (Torrey et al., 1985).

Zo wordt b.v. aan de celrand $i+1/2,j$:

$$\begin{aligned} (FUX)_{i+1/2,j}^n &= \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,j}^n \\ &= \frac{u_{i+1/2,j}}{\Delta x_\alpha} \left\{ \Delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} + \Delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} \right. \\ &\quad \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,j}) \left(\Delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} - \Delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} \right) \right\} \end{aligned} \quad (7.5)$$

$$\text{met} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{u_{i+1/2,j} - u_{i-1/2,j}}{\Delta x_i} \quad (7.6)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,j} = \frac{u_{i+3/2,j} - u_{i+1/2,j}}{\Delta x_{i+1}} \quad (7.7)$$

$$\Delta x_\alpha = \Delta x_{i+1} + \Delta x_i + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,j})(\Delta x_{i+1} - \Delta x_i) \quad (7.8)$$

en $\operatorname{sgn}(u)$ is het teken van $u_{i+1/2,j}$.

Analoog aan dezelfde celrand $i+1/2, j$:

$$\begin{aligned}
 (\text{FUY})_{i+1/2, j}^n &= \left(v \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j}^n \\
 &= \frac{v_{i+1/2, j}}{\Delta y_\alpha} \left\{ \Delta y_{j-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j+1/2} + \Delta y_{j+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i, j} \right. \\
 &\quad \left. + \alpha \text{sgn}(v_{i+1/2, j}) \left\{ \Delta y_{j+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, j} - \Delta y_{j-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j+1/2} \right\} \right\}
 \end{aligned} \tag{7.9}$$

$$\text{met} \quad \Delta y_{j-1/2} = \frac{1}{2} (\Delta y_{j-1} + \Delta y_j) \tag{7.10}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j+1/2} = \frac{u_{i+1/2, j+1} - u_{i+1/2, j}}{\Delta y_{j+1/2}} \tag{7.11}$$

$$\Delta y_\alpha = \Delta y_{j+1/2} + \Delta y_{j-1/2} + \alpha \text{sgn}(v_{i+1/2, j}) (\Delta y_{j+1/2} - \Delta y_{j-1/2}) \tag{7.12}$$

en $\text{sgn}(v)$ is het teken van de geïnterpoleerde waarde $v_{i+1/2, j}$.

Verdere details van discretisatie van de convectieve termen zijn terug te vinden in Nichols et al. (1980), en Torrey et al. (1985).

De viskeuze termen VISX en VISY worden benaderd door standaard 2^e orde *centrale differentieschema's*; b.v. aan de celrand $(i+1/2, j)$ in x-richting:

$$\begin{aligned}
 (\text{VISX})_{i+1/2, j}^n &= v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{i+1/2, j}^n \\
 &= v \left\{ \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, j} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, j}}{x_{i+1} - x_i} + 2 \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j+1/2} - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j-1/2}}{y_{j+1} - y_{j-1}} \right\}
 \end{aligned} \tag{7.13}$$

met

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i+1/2, j-1/2} = \frac{u_{i+1/2, j} - u_{i+1/2, j-1}}{\Delta y_{j-1/2}} \quad (7.14)$$

7.3 Discretisatie van de continuïteitsvergelijking

De expliciete snelheden u, v , berekend met behulp van de gediscretiseerde bewegingsvergelijkingen (7.1) en (7.3), zullen in het algemeen nog niet voldoen aan de continuïteitsvergelijking:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.40.c)$$

omdat de druk op $t = (n+1)\Delta t$ nog niet gekend is, en nog niet kan ingevuld worden in (7.1) en (7.3). De continuïteitsvergelijking (2.40.c) wordt als volgt gediscretiseerd in het centrum van de cel (Fig. 7.5):

$$\frac{u_{i+1/2, j}^{n+1} - u_{i-1/2, j}^{n+1}}{\Delta x_i} + \frac{v_{i, j+1/2}^{n+1} - v_{i, j-1/2}^{n+1}}{\Delta y_j} = S_{i, j}^{n+1} \quad (7.15)$$

Het rechterlid van (7.15) is het residu (of de *divergentie*) $S_{i, j}^{n+1}$ van de cel (i, j).

Om voor alle cellen tegelijk te voldoen aan (2.40.c), d.w.z. om het snelheidsveld divergentievrij te maken en om de juiste druk te bepalen, moeten snelheden en drukken aangepast worden in elke vloeistofcel, met behulp van een iteratief proces. In een *volle cel* wordt de druk aangepast zodanig dat de divergentie $S_{i, j}$ naar nul gaat; in een *vrij oppervlakcel* wordt de celdruk zo bepaald dat een lineaire interpolatie, tussen de druk in de oppervlakcel en de druk in de naburige volle cel, de gezochte waarde p_s (meestal nul) aan het vrij oppervlak oplevert. In beide gevallen worden de snelheden aan de randen van de betreffende cel tegelijkertijd aangepast overeenkomstig de drukverandering in de cel. De methode van Nichols et al. (1980) wordt gevolgd.

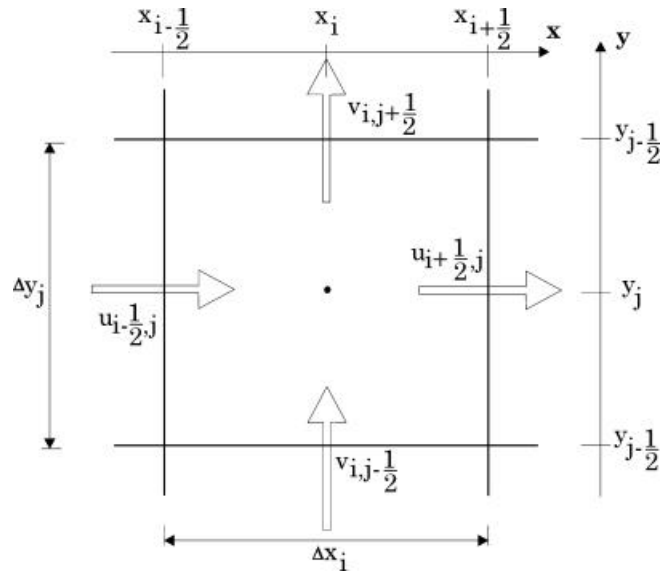


Fig. 7.5. Discretisatie (7.15) van de continuïteitsvergelijking (2.40) in cel (i, j) .

7.3.1 Drukiteratie in een volle cel

De nieuwe schatting van de druk in cel (i, j) , na λ iteratiestappen, is

$$p_{i,j}^{\lambda} = p_{i,j}^{\lambda-1} + \Delta p_{i,j} \quad (7.16)$$

en de nieuwe schatting van de snelheden aan de celrand is:

$$u_{i+1/2,j}^{\lambda} = u_{i+1/2,j}^{\lambda-1} + \frac{\Delta t \Delta p_{i,j}}{\rho(x_{i+1} - x_i)} \quad (7.17)$$

$$u_{i-1/2,j}^{\lambda} = u_{i-1/2,j}^{\lambda-1} - \frac{\Delta t \Delta p_{i,j}}{\rho(x_i - x_{i-1})} \quad (7.18)$$

$$v_{i,j+1/2}^{\lambda} = v_{i,j+1/2}^{\lambda-1} + \frac{\Delta t \Delta p_{i,j}}{\rho(y_{j+1} - y_j)} \quad (7.19)$$

$$v_{i,j-1/2}^{\lambda} = v_{i,j-1/2}^{\lambda-1} - \frac{\Delta t \Delta p_{i,j}}{\rho(y_j - y_{j-1})} \quad (7.20)$$

Substitutie van de rechterleden van (7.17), (7.18), (7.19) en (7.20) in de gediscretiseerde continuïteitsvergelijking (7.15) en oplossen naar de drukcorrectie $\Delta p_{i,j}$ levert:

$$\Delta p_{i,j} = \frac{-S_{i,j}}{\frac{\partial S_{i,j}}{\partial p}} \quad (7.21)$$

of, met de *relaxatiefactor* β , gedefinieerd als:

$$\beta_{i,j} = \frac{1}{\frac{\partial S_{i,j}}{\partial p}} \quad (7.22)$$

wordt (7.21):

$$\Delta p_{i,j} = -\beta_{i,j} S_{i,j} \quad (7.23)$$

waarbij :

$$\frac{\partial S_{i,j}}{\partial p} = \Delta t \left[\frac{1}{\Delta x_i} \left(\frac{2}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} + \frac{2}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \right) + \frac{1}{\Delta y_j} \left(\frac{2}{\Delta y_{j+1} + \Delta y_j} + \frac{2}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} \right) \right] \quad (7.24)$$

Immers, als de divergentie naar nul gaat voor de correcte druk p^{λ} :

$$S(p^{\lambda}) = 0 \quad (7.25)$$

waarbij voor de druk geldt:

$$p^\lambda = p^{\lambda-1} + \Delta p \quad (7.26)$$

wordt (7.25):

$$S(p^{\lambda-1} + \Delta p) = 0 \quad (7.27)$$

of:

$$S(p^{\lambda-1}) + \frac{\partial S}{\partial p} \Delta p = 0 \quad (7.28)$$

waaruit de drukcorrectie van (7.21) berekend wordt:

$$\Delta p = -S(p^{\lambda-1}) \cdot \frac{1}{\frac{\partial S}{\partial p}} \quad (7.29)$$

zodat tenslotte (7.16) kan geschreven worden als:

$$p_{i,j}^\lambda = p_{i,j}^{\lambda-1} - \beta_{i,j} S(p_{i,j}^{\lambda-1}) \quad (7.30)$$

Fysisch betekent een positieve druktoename ($\Delta p > 0$) dat een toenemende druk in de cel de vloeistof dwingt om uit de cel te stromen. Merk ook op dat enkel nog een drukgradiënt de snelheden kan aanpassen cf. vergelijkingen (7.17-7.20). Het is dus geoorloofd om de referentie-atmosfeerdruk te vervangen door een nuldruk of vacuüm.

Nadat de drukcorrectie $\Delta p_{i,j}$ in cel (i, j) berekend is met (7.23), worden de snelheden aan de celranden aangepast met behulp van (7.17-7.20). Deze iteratie wordt cel per cel voortgezet tot alle divergenties $|S_{ij}|$ in het berekeningsgebied voldoende klein zijn: $|S_{ij}| < \epsilon_r$, waar b.v. $\epsilon_r = 10^{-3} \frac{U}{\Delta s}$ volgens Lemos (1992); of $\epsilon_r = 10^{-3}$ volgens Nichols et al. (1980). Te kleine ϵ_r -waarden resulteert in een groot aantal drukiteraties per cyclus; te grote waarden kunnen instabiliteiten veroorzaken. Waarden voor Δt en ϵ_r dienen gekozen te worden zodat het gemiddeld aantal drukiteraties per cyclus tussen 10 en 25 ligt.

De laatste iteratiewaarden van de druk p^λ en de snelheden u^λ, v^λ worden de nieuwe waarden op $t = (n+1)\Delta t$.

Eén volledige iteratie bestaat uit het corrigeren van de druk en de snelheden in alle cellen die water bevatten. Het rooster dient verschillende malen doorlopen te worden (bijgevolg zijn meerdere iteraties nodig) vooraleer convergentie bereikt is (d.w.z. : $|S_{ij}| < \epsilon_r$).

Convergentie van (7.23) kan versneld worden door S_{ij} te vermenigvuldigen met een over-relaxatie factor ω , met $1 \leq \omega \leq 2$. Een vaste waarde $\omega = 1.7$ wordt gebruikt in het programma VOFbreak², cf. SOLA-VOF (Nichols et al., 1980) en NASA-VOF2D (Torrey et al., 1985).

Deze iteratieve oplossingsmethode is de zogenaamde *successieve over-relaxatiemethode* (SOR), een variante op de welbekende Newton-Raphson relaxatietechniek voor een stelsel niet-lineaire vergelijkingen. Voor $\omega = 1$ reduceert SOR tot de (minder snel convergerende) Gauss-Seidel methode. Voor een verhelderend overzicht van deze en andere (iteratieve of directe) oplossingsmethodes voor het stelsel algebraïsche vergelijkingen wordt verwezen naar Ferziger en Perić, 1997.

7.3.2 Drukiteratie in een vrij oppervlakcel

In cellen met een vrij vloeistofoppervlak vervangt de dynamische vrijoppervlak-randvoorwaarde (zie 2.6.2.2) de continuïteitsvergelijking (2.40.c). Voor deze cellen wordt de druk $p_{i,j}$ gevonden met behulp van een lineaire interpolatie tussen de druk p_s aan het oppervlak en de druk p_n in de naburige vloeistofcel:

$$p_{i,j} = (1 - \psi)p_n + \psi p_s \quad (7.31)$$

waarbij de drukinterpolatiefactor $\psi = d_c/d$ de verhouding is van de afstand tussen de celmiddens (d_c) tot de afstand tussen het vrij oppervlak en het midden van de naburige cel (d), Fig. 7.6. De variabele voor ψ is PETA. De *naburige cel* gebruikt bij de interpolatie is diegene waarvoor de lijn, die het middelpunt van deze cel verbindt met het middelpunt van de oppervlaktecel, het dichtste aanleunt bij de normale op het vrije wateroppervlak. De druk aan het vrije oppervlak p_s wordt verondersteld gekend te zijn. In dit proefschrift

wordt de atmosferedruk beschouwd als een *vacuüm* referentiedruk: $p_0 = 0$, zodat met $p_s = p_0$ cf. (2.34), eruit volgt dat $p_s = 0$. De vergelijking (7.23) kan behouden blijven, en dus ook het iteratief proces, indien we nu de divergentie definiëren als:

$$S_{i,j} = (1 - \psi)p_n + \psi p_s - p_{i,j} \quad (7.32)$$

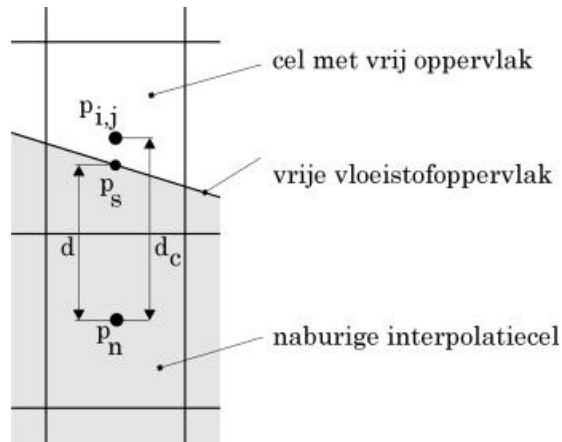


Fig. 7.6. *Dynamische vrij oppervlak-randvoorwaarde in een cel (i, j) met een vrij oppervlak: definitie van de gebruikte grootheden.*

7.4. Numerieke behandeling van het vrij oppervlak met behulp van de VOF functie

7.4.1. Bepalen van de volumefractie F

Nadat het snelheidsveld en de druk gevonden zijn voor een bepaald F-veld, wordt F berekend voor de nieuwe tijdstap. Vergelijking (2.40.d) voor de convectie tijdsevolutie van F, wordt geschreven in conservatieve (of divergentie-)vorm voor een eenvoudigere numerieke behandeling (Nichols et al., 1980):

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(Fu)}{\partial x} + \frac{\partial(Fv)}{\partial y} = 0 \quad (7.33)$$

Na integratie van deze vergelijking (7.33) over een cel, reduceren de veranderingen van de volumefractie F in die cel tot de fluxen van F doorheen de celranden. Aangezien F discontinu is, moeten de convectieve fluxen op een speciale manier berekend worden zodanig dat de scherpe interface definitie behouden blijft, het totale volume vloeistof behouden blijft en het algoritme numeriek stabiel blijft. Hiervoor wordt de zogenaamde *donor-acceptorflux benadering* gebruikt, een algoritme dat veelvuldig gebruikt is voor toepassingen met materiaalranden (Nichols et al., 1980). Een korte bespreking van het principe van het algoritme is hierna gegeven, waarbij in een tijdstip Δt een flux van F doorheen de rechterwand van de cel beschouwd wordt (Fig. 7.7).

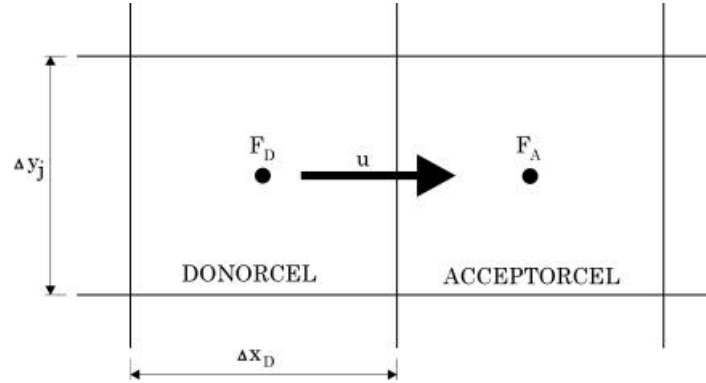


Fig. 7.7. *Principeschets van het donor-acceptor algoritme.*

Het vloeistofvolume V_F aanwezig in één cel met afmetingen $\Delta x_i, \Delta y_j$ bedraagt:

$$V_F = F_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j \quad (7.34)$$

met $F_{i,j}$ de volumefractie van die cel. De *volume flux* V_x *per eenheidsoppervlak* van de doorsneden rand doorheen deze celrand bedraagt:

$$V_x = u \Delta t \quad (7.35)$$

met u de normale snelheid aan de rand. Het teken van u bepaalt de zogenaamde *donorcel* en *acceptorcel*, dit is respectievelijk de cel die volume verliest en volume wint. Als u b.v. positief is, is de linkercel (of opwaartse cel) de donorcel, en de rechtercel de acceptorcel. De *hoeveelheid flux van F* doorheen de celrand in een tijdstap Δt is f_x :

$$f_x = \Delta F \Delta y_j \quad (7.36)$$

met

$$\Delta F = \min \{F_{AD}, |V_x| + CF, F_D \Delta x_D\} \quad (7.37.a)$$

en

$$CF = \max \{(1 - F_{AD}) |V_x| - (1 - F_D) \Delta x_D, 0\} \quad (7.37.b)$$

ΔF is de *hoeveelheid flux van F per eenheidsoppervlak rand*. De notatie A staat voor Acceptorcel, D voor Donorcel en de dubbele notatie AD is A of D, afhankelijk van de relatieve oriëntatie van het vrij oppervlak t.o.v. de stroomrichting. De min-functie verhindert dat meer volumefractie F van de donorcel gefluxt wordt dan deze cel te geven heeft, terwijl de max-functie een additionele flux CF in rekening brengt als de te fluxen bijdrage “lucht” $(1-F)$ groter is dan de bijdrage “lucht” beschikbaar in de donorcel. De min- en max-functies verhinderen de onbegrensde groei van potentiële instabiliteiten wanneer de acceptorcel gebruikt wordt om de flux te berekenen ($AD = A$).

De aldus berekende hoeveelheid flux f_x cf. vergelijking (7.36) wordt afgetrokken van de volumefractie F_D van de donorcel en toegevoegd aan de volumefractie F_A van de acceptorcel. Dit proces wordt herhaald voor alle celranden afzonderlijk in het rooster, zowel in horizontale als in verticale

richting, en de eruit resulterende nieuwe F-waarden definiëren de nieuwe vloeistofconfiguratie. Voor een meer gedetailleerde beschrijving van het VOF principe, zie o.a. Nichols et al. (1980), Torrey et al., (1985) of Wu (1994).

Om te bepalen of F_{AD} ofwel F_A of F_D betekent, worden volgende regels gebruikt:

- als de donorcel een vloeistofcel is, gebruiken we F_D ;
- voor een vrij oppervlakcel, wordt eerst de oriëntatie van de donorcel-vloeistof en van de vloeistofrand bepaald, en gekeken of de convectie van vloeistof uit de donorcel doorheen de celwand voornamelijk normaal of tangenteel is t.o.v. de vloeistofrand. Als de vloeistofconvectie volgens de normale gebeurt, is $F_{AD} = F_A$, en $F_{AD} = F_D$ indien volgens de tangentiële.
- Echter als de acceptorcel leeg is, of als de cel opwaarts van de donorcel leeg is, is $F_{AD} = F_A$, onafhankelijk van de oriëntatie van het vrije oppervlak. Dit betekent dat een donorcel eerst bijna volledig gevuld moet zijn vooraleer vloeistof in een afwaartse lege cel kan doorstromen. (of: als de vloeistofconvectie voornamelijk volgens de richting loodrecht op het vrije oppervlak gebeurt, is $F_{AD} = F_A$).

Discretisatie van vergelijking (7.33) levert (Fig. 7.8):

$$F_{i,j}^{n+1} = F_{i,j} - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left[u_{i+1/2,j}^{n+1} F_{i+1/2,j} - u_{i-1/2,j}^{n+1} F_{i-1/2,j} \right] - \frac{\Delta t}{\Delta y_j} \left[v_{i,j+1/2}^{n+1} F_{i,j+1/2} - v_{i,j-1/2}^{n+1} F_{i,j-1/2} \right] \quad (7.38)$$

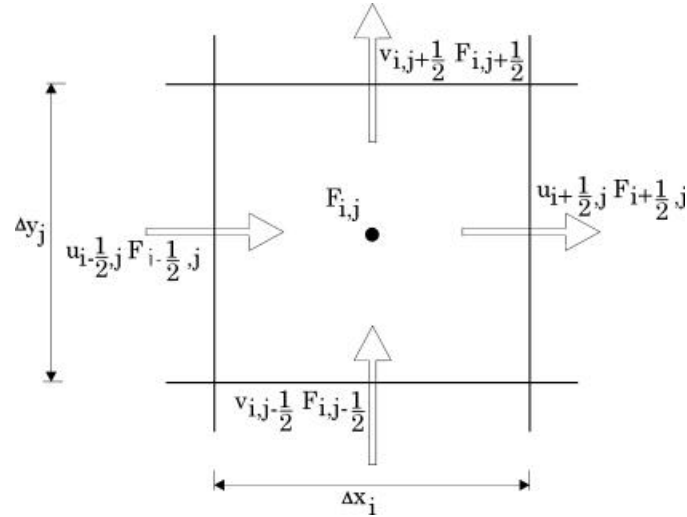


Fig. 7.8. Discretisatie (7.38) van de transportvergelijking (7.33). $F_{i\pm\frac{1}{2},j}$ en $F_{i,j\pm\frac{1}{2}}$ zijn de hoeveelheden flux, per eenheidsoppervlakte van de wand en per tijdstap Δt , van de volumefractie F doorheen de vier afzonderlijke celwanden.

Principieel betekent $F_{i,j}$, volgens de notatieconventie geschreven als $F_{i,j}^n$, eigenlijk $F_{i,j}^{n+1/2}$ en $F_{i,j}^{n+1}$ betekent eigenlijk $F_{i,j}^{n+3/2}$, terwijl Δt hier $1/2(\Delta t^n + \Delta t^{n+1})$ is. Het programma berekent dus nieuwe druk- en snelheidsvelden op t^{n+1} , en een nieuwe vloeistofconfiguratie op $t^{n+3/2}$. Toch wordt gemakshalve ook voor de F -functie t^{n+1} gebruikt, aangezien meestal de tijdstap voldoende klein is, en de afwijkingen te verwaarlozen zijn. Echter wanneer zeer snelle veranderingen van de vloeistofconfiguratie zouden optreden, zoals b.v. bij opspattend water, kan de afwijking tussen t^{n+1} en $t^{n+3/2}$ aanzienlijk worden, zodat maatregelen (zoals het verkleinen van de tijdstap) zich opdringen.

7.4.2 Boekhoudkundige aanpassingen

De nieuwe F-waarden in elke cel kunnen, wegens de berekeningen volgens het hierboven uiteengezette algoritme, occasioneel een weinig groter dan 1 of kleiner dan 0 zijn. Vandaar dat na de berekening van de F-convectie, het rooster nogmaals doorlopen wordt om deze F-waarden terug exact gelijk aan 1 of 0 te zetten. De gecumuleerde overschotten worden tijdens de berekening verzameld in een variabele VCHGT. Deze kleine volumefoutjes zijn te wijten aan kleine fouten in behoud van massa of aan numerieke diffusie in het F-convectie algoritme. Ze kunnen gereduceerd worden door ofwel een kleinere tolerantie ϵ_r voor residuele divergentie in de druksnelheidsiteratie te specificeren, ofwel de gridresolutie te vergroten.

Het celtype (vloeistofcel, lege cel, vrij oppervlakcel) wordt bepaald aan de hand van de F-waarde, cf. par. 2.1.4. Bij een numerieke behandeling echter kunnen F-waarden niet met exacte getallen zoals 0 en 1, vergeleken worden. Daarom wordt de F-waarde met een afrondingsfout bepaald: een cel is leeg als F kleiner is dan ϵ_F , en vol als F groter is dan $1 - \epsilon_F$, met $\epsilon_F = 10^{-6}$ (Nichols et al., 1980). Als, na convectie van F, een cel (i, j) leeg is, worden alle naburige cellen $(i \pm 1, j)$, $(i, j \pm 1)$ vrij oppervlakcellen met $F = 1 - 1.1\epsilon_F$ in plaats van $F = 1$. Al deze aanpassingen van de F waarden worden eveneens opgeslagen in de variabele VCHGT. De grootteorde van de geaccumuleerde volumefoutjes in VCHGT is, na honderden berekeningscycli, typisch van de orde 10^{-2} tot 10^{-4} van het totale F-volume (Lemos, 1992). Zolang deze grootteorde niet overschreden wordt, betekent dit dat het algoritme voor de convectie van het vloeistofvolume degelijk werkt.

7.4.3 Bepaling van het vrij oppervlak in een cel

Nadat de F-waarde, de fractie van het volume vloeistof in elke cel, bepaald is, wordt het vrij oppervlak in de vrij oppervlakcellen bepaald. Het vrij oppervlak van de vloeistof (de zogenaamde vloeistofrand) in elke cel afzonderlijk wordt benaderd door een rechte. Eerst wordt de helling van de rechte en de positie van de vloeistof t.o.v. de rand bepaald. Daarna wordt deze rechte verschoven tot ze een volume van de cel afsnijdt dat overeenstemt met het correcte volume vloeistof (i.e. de waarde $V_F = F_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j$) in die cel. Een eigen procedure is ontwikkeld in het programma voor de grafische voorstelling van het vrij oppervlak, gesteund op voorgaande werkwijze. Voor details van de

bepaling van het vrij oppervlak wordt verwezen naar Nichols et al. (1980), Torrey et al. (1985), Lemos (1992), en Wu (1994).

7.5 Discretisatie van randvoorwaarden

7.5.1 Discretisatie van randvoorwaarden aan vaste rand van het berekeningsgebied

Aan de randen van het berekeningsgebied kunnen verschillende types randvoorwaarden opgelegd worden, met behulp van de fictieve cellenrand omheen het grid. Volgende types randvoorwaarden zijn reeds ingebouwd in het SOLA-VOF programma cf. par. 2.6.2.1 en Fig. 2.5 (Tabel 7.1):

Type	Benaming	Engelstalige benaming
1	niet-doorlatende vaste wand met "geen kleeft"-randvoorwaarde	free slip rigid wall
2	niet-doorlatende vaste wand met "kleeft"-randvoorwaarde	no slip rigid wall
3	vrije in/uit-stroming	continuative in/out-flow

Tabel 7.1. *Types randvoorwaarden reeds aanwezig in het SOLA-VOF programma.*

Beschouw b.v. een linkerrand van het berekeningsgebied, zoals voorgesteld in Fig. 7.10. Aan deze rand dienen de onbekende veranderlijken u , v , p en F in cel $(1, j)$ een opgelegde waarde te krijgen. De randvoorwaarden worden gediscrètiseerd op volgende manier:

Type 1: free slip rigid wall. (Fig. 7.10)

Deze randvoorwaarde wordt opgelegd door te eisen dat de tangentiële snelheidscomponent geen normale gradiënt mag hebben, overeenkomstig vergelijking (2.31):

$$v_{1,j}^{n+1} = v_{2,j}^{n+1} \quad (7.43.a)$$

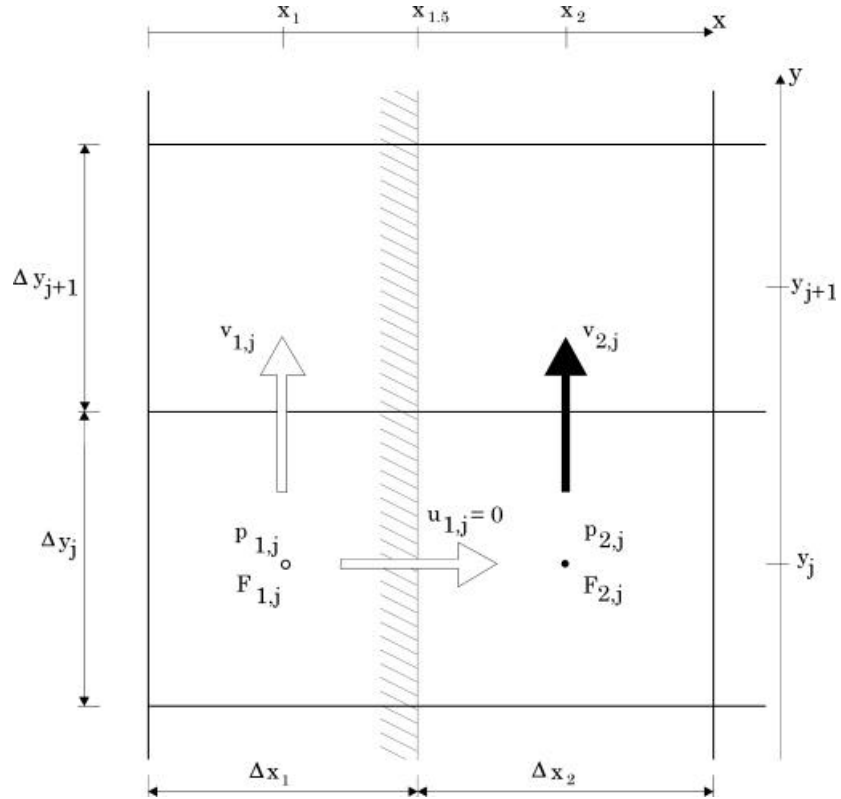


Fig. 7.10. *Principeschets van de "free-slip rigid wall" randvoorwaarde voor de berekening van de veranderlijken u , v , p en F in cel $(1, j)$ (aangeduid met witte pijl en wit bolletje).*

Verder is er geen massaflux doorheen de rand overeenkomstig vergelijking (2.29), zodat de horizontale snelheidscomponent u nul gesteld wordt, en nemen p en F de waarden van de naburige cel over:

$$u_{1,j}^{n+1} = 0 \qquad p_{1,j} = p_{2,j} \qquad F_{1,j}^{n+1} = F_{2,j}^{n+1} \quad (7.43.b)$$

Type 2: no slip rigid wall. (Fig. 7.11)

Deze randvoorwaarde wordt opgelegd door te eisen dat er geen tangentiële snelheidscomponent ter plaatse van de rand mag bestaan overeenkomstig vergelijking (2.30), en verder gelden voorwaarden voor u , p en F zoals voor type 1:

$$u_{1,j}^{n+1}=0 \quad v_{1,j}^{n+1}=-v_{2,j}^{n+1} \frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} \quad p_{1,j}=p_{2,j} \quad F_{1,j}^{n+1}=F_{2,j}^{n+1} \quad (7.44)$$

Type 3: continuative (in/outflow).

Deze zeer eenvoudige randvoorwaarde heeft als doel zo weinig mogelijk hinder in het berekeningsgebied te veroorzaken, door alle normale componenten nul te stellen aan de rand:

$$u_{1,j}^{n+1}=u_{2,j}^{n+1} \quad v_{1,j}^{n+1}=v_{2,j}^{n+1} \quad p_{1,j}=p_{2,j} \quad F_{1,j}^{n+1}=F_{2,j}^{n+1} \quad (7.45)$$

Deze randvoorwaarde heeft geen aanwijsbare fysische betekenis, maar is slechts een mathematische behandeling die al dan niet tot een correcte oplossing leidt. In het bijzondere geval wanneer vloeistof doorheen een dergelijke rand in het berekeningsgebied stroomt, kunnen de oplossingen verkeerd zijn omdat geen specificaties voorgeschreven zijn voor de stromingsvoorwaarden buiten de rand van het gebied. Voorzichtigheid en inzicht zijn aanbevolen bij het gebruik ervan.

Voor de andere randen van het berekeningsgebied (rechts, top, bodem) worden analoge randvoorwaarden opgesteld, met gepaste permutaties van u , v voor de normale en tangentiële snelheidscomponenten.

Bij types 1 en 2 worden de randvoorwaarden opgelegd na gebruik van de momentumvergelijkingen **én** na elke iteratiestap in de drukiteratie. Bij type 3 worden de randvoorwaarden enkel opgelegd na gebruik van momentumvergelijkingen. Elk van bovenstaande types randvoorwaarden kan opgelegd worden door in het programma een code van inputgetallen te gebruiken: WL, WR, WT en WB voor respectievelijk linker-, rechter-, boven- en onderrand. De waarde voor deze code stemt overeen met het type uit Tabel 7.1. Naast deze drie types kunnen nog speciale in- of uitstromingsrandvoorwaarden aan roosterranden of in cellen manueel in de code ingebracht worden. Dit zal nodig blijken bij de implementatie van de golf randvoorwaarden van de numerieke golfgoot.

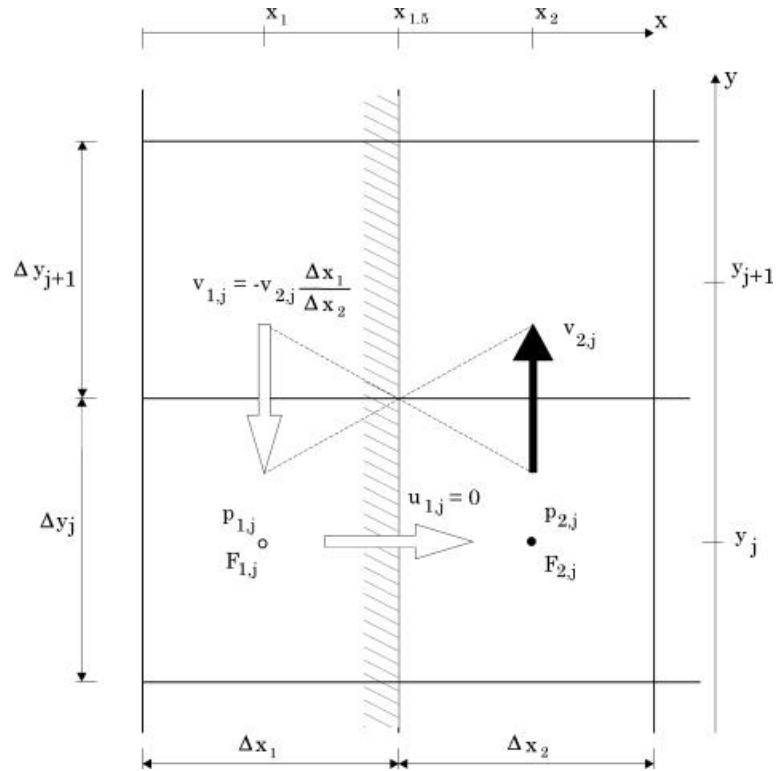


Fig. 7.11. *Principeschets van de "no-slip rigid wall" randvoorwaarde voor de berekening van de veranderlijken u , v , p en F in cel $(1, j)$ (aangeduid met witte pijl en wit bolletje).*

7.5.2 Discretisatie van randvoorwaarden aan vrij oppervlak

De dynamische randvoorwaarde voor de normaalspanning in een punt van het oppervlak, in algemene vorm vergelijking (2.33), waar nu $p_0 = 0$ (vacuüm referentiedruk) en $\mu = 0$ (volmaakte vloeistof) verondersteld wordt, wordt herleid tot:

$$p = 0 \quad (7.46)$$

Deze randvoorwaarde voor de druk wordt geïmplementeerd volgens Nichols et al. (1980). Eerst wordt de positie van het vrij oppervlak in de vrij oppervlakcel bepaald, dan wordt de druk $p_{i,j}$ in de vrij oppervlakcel zo berekend dat een interpolatie tussen de druk $p_{i,j}$ en de naburige celdruk p_n , $p = p_s$ levert aan het vrije oppervlak:

$$p_{i,j} = (1 - \psi)p_n + \psi p_s \quad (7.47)$$

Deze interpolatie is identiek aan vergelijking (7.31), gebruikt bij de drukiteratie in een vrij oppervlakcel. Bijgevolg wordt via de iteratieve oplossing van het stelsel NS vergelijkingen automatisch voldaan aan de dynamische randvoorwaarde voor normaalspanningen

De dynamische randvoorwaarde voor de tangentiële spanning in een punt van het oppervlak is hier hernomen als:

$$\mu \left(\frac{\partial V_n}{\partial t} + \frac{\partial V_t}{\partial n} \right) = 0 \quad (2.35)$$

Een juiste discretisatie van (2.35) is vereist om een fictieve sleepkracht aan het vrije oppervlak te vermijden, uitgeoefend door vrije cellen net boven het vrije oppervlak (Lemos, 1992). Bijgevolg worden de tangentiële spanningsvoorwaarden opgelegd (Fig. 7.12):

(a) door de snelheden zoals $v_{i,j+1/2}$ aan alle randen tussen het vrij oppervlak en lege cellen in te stellen met behulp van de continuïteitsvergelijking (2.40.c):

$$v_{i,j+1/2} = v_{i,j-1/2} - \frac{\Delta y_j}{\Delta x_i} (u_{i+1/2,j} - u_{i-1/2,j}) \quad (7.48)$$

(b) **en** door de snelheden zoals $u_{i+1/2,j+1}$ in alle lege cellen die grenzen aan partieel gevulde cellen in te stellen via:

$$u_{i+1/2,j+1} = u_{i+1/2,j} \quad (7.49)$$

Deze laatste voorwaarde drukt de randvoorwaarde (2.35) uit in het geval van een niet-viskeuze vloeistof, dit betekent dat het water in de oppervlakte-cellen als volmaakt wordt beschouwd. Volgens Lemos (1992) volstaat deze benadering ruimschoots voor golftoepassingen.

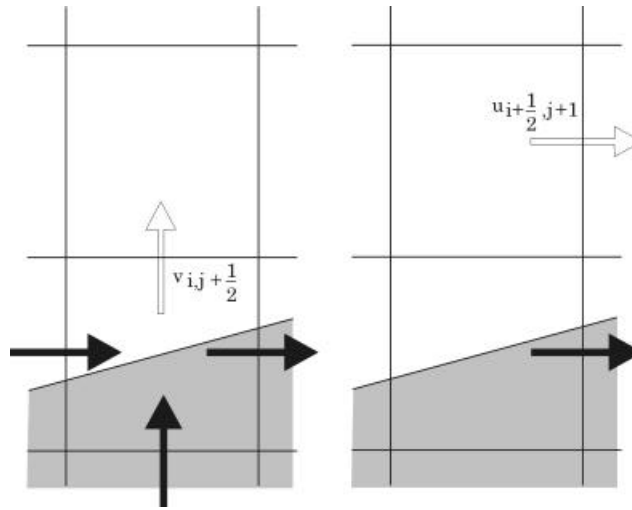


Fig. 7.12. Discretisatie van de vrij oppervlak-randvoorwaarden voor de berekening van $v_{i,j+1/2}$ en $u_{i+1/2,j+1}$ (witte pijlen) in functie van de gekende snelheden (zwarte pijlen).

7.6 Interne obstakels

Obstakels in het berekeningsgebied worden gedefinieerd door de gepaste "ondoordringbare cellen" of obstakelcellen aan te duiden. Om het aantal rekenkundige operaties te beperken wordt de druk-relaxatiefactor, $\beta = 1/(\partial S/\partial p)$ (7.22), opgeslagen in een array $BETA[i, j]$, gebruikt. Aangezien β altijd positief is, kunnen negatieve waarden van deze variabele gebruikt worden ter identificatie van een ondoordringbare obstakelcel. Conventioneel

gebeurt dit door in de code $BETA[i, j] = -1$ te stellen voor alle obstakelcellen. Dit gebeurt manueel in het programma.

Snelheden en drukken worden niet berekend in obstakelcellen. Alle snelheidscomponenten aan de randen van een obstakelcel worden automatisch nul gesteld zodat "*no-slip rigid wall*" randvoorwaarden bijgevolg opgelegd worden.

Waarden voor volumefracties F en drukken p in obstakelcellen die grenzen aan de vloeistofcellen, worden berekend als de gemiddelde waarde van deze grootheden van de naburige cellen. Voor alle andere obstakelcellen is $F = 0$ en $p = 0$. Deze conventie voorkomt dat de rand vloeistof/obstakel als een vrij oppervlak zou geïnterpreteerd worden.

7.7 Numerieke stabiliteitoverwegingen

Stabiliteit is een zeer belangrijke eigenschap voor elke numerieke oplossingsmethode (zie par. 7.1.2) gezien de relatie met de convergentie van de numerieke oplossing. Om numerieke instabiliteit van de oplossing te vermijden dienen bepaalde voorwaarden voldaan met betrekking tot keuze van gridafmetingen Δx_i , Δy_j , tijdstap Δt en de opwaartse differentieparameter α . Hierna worden de aanbevelingen geformuleerd door Nichols et al. (1980) gevolgd. Lemos (1992) en Lin en Liu (1998) gaan dieper in op de theoretische aspecten van stabiliteit van het oplossingsalgoritme.

- (1) Om voldoende nauwkeurigheid na te streven dienen de roosterafmetingen Δx_i en Δy_j voldoende smal gekozen te worden om de verwachte ruimtelijke variaties in alle afhankelijke variabelen te kunnen modelleren. Wanneer dit onmogelijk is ten gevolge van beperkingen opgelegd door tijd- of geheugenvereisten, dient de interpretatie van de berekeningsresultaten met de nodige omzichtigheid behandeld te worden. Als voorbeeld kan het oplossen van dunne grenslagen langsheen de wanden van een grote kamer, aangehaald worden. De dunne grenslaag is niet belangrijk in dit geval en kan verwaarloosd worden (zie ook 2.6.2.1). Deze situatie is te simuleren via de free-slip randvoorwaarden.

(2) Na keuze van het rooster $(\Delta x_i, \Delta y_j)$ zijn er diverse beperkingen met betrekking tot de maximaal toelaatbare tijdstap Δt :

(2a) De vloeistof kan niet door meer dan één cel bewegen in één tijdstap Δt want de bewegingsvergelijkingen beschouwen slechts flux tussen naburige cellen. Uit een lineaire Neumann stabiliteitanalyse van de bewegings-vergelijkingen volgt als voorwaarde (Nichols et al., 1980):

$$\Delta t < \min \left\{ \frac{\Delta x_i}{|u_{i,j}|}, \frac{\Delta y_j}{|v_{i,j}|} \right\} \quad (7.50)$$

Typisch wordt Δt beperkt tot $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{3}$ van de minimum cel-doorlooptijd.

(2b) Als $v \neq 0$, mag momentum niet doorheen meer dan één cel diffuseren per tijdstap Δt . Uit een lineaire stabiliteitanalyse vinden Nichols et al. (1980):

$$v \Delta t < \frac{1}{2} \frac{\Delta x_i^2 \Delta y_j^2}{\Delta x_i^2 + \Delta y_j^2} \quad (7.51)$$

(2c) Een gepaste keuze voor α volgt uit de vuistregel (Nichols et al., 1980):

$$1 \geq \alpha \geq \max \left\{ \left| \frac{u_{i,j} \Delta t}{\Delta x_i} \right|, \left| \frac{v_{i,j} \Delta t}{\Delta y_j} \right| \right\} \quad (7.52)$$

Typisch is α ongeveer 1.2 à 1.5 keer de maximumwaarde.

Indien de vlag AUTOT = 0 gesteld is wordt in het programma een constante tijdstap Δt gebruikt. Indien AUTOT = 1 wordt Δt bij elke iteratie aangepast zodat aan de randvoorwaarden (7.50), (7.51) en (7.52) automatisch voldaan is. Bovendien wordt ook het aantal drukiteraties tussen 10 en 25 per berekeningscyclus gehouden. In situaties echter waar

het aantal drukiteraties groter dan 1000 oploopt, of als de convectieve flux groter dan het halve volume van de cel bedraagt, wordt de tijdstap automatisch gereduceerd tot $\Delta t/2$, onafhankelijk de waarde van AUTOT.

Hirt (1968) stelt voor, na studie van de niet-lineaire bewegingsvergelijkingen met behulp van de zogenaamde "truncation-error" methode, als benadering van de celdimensies:

$$\begin{aligned}\Delta x_{\max}^2 &\leq \max \left\{ \frac{2v}{\frac{\partial u}{\partial x}} \right\}_{i,j} \\ \Delta y_{\max}^2 &\leq \max \left\{ \frac{2v}{\frac{\partial v}{\partial y}} \right\}_{i,j}\end{aligned}\quad (7.53)$$

Naast voorgaande stabiliteitvoorwaarden voor Δt , is er nog de zogenaamde Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) voorwaarde:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{C} \quad (7.54)$$

met C de celeriteit van de golf. Fysisch betekent (7.54) dat watergolven niet doorheen meer dan één cel tegelijk kunnen lopen in Δt , b.v. in ondiep water:

$$\Delta t \leq \min \left\{ \frac{\Delta x_i}{\sqrt{gh_{\max}}} \right\} \quad (7.55)$$

waar h_{\max} de maximum waterdiepte voorstelt.

Dick (1998) waarschuwt dat de stabiliteiteisen voor het gebruikte expliciete eindige differentie-schema van de bewegingsvergelijkingen zeer restrictief zijn m.b.t. de grootte van de tijdstap. Een 'modernere' oplossing is het gebruik van impliciete eindige differentie-schema's die aanzienlijk grotere tijdstappen

toelaten. Impliciete schema's vereisen wel het oplossen van grote stelsels algebraïsche vergelijkingen. Dergelijke moderne oplossingsmethodes zijn evenwel beschikbaar, en zijn zeer attractief om de benodigde rekentijd drastisch te verminderen.

7.8 Besluit

Om het mathematische model (2.40), beschreven in hoofdstuk 2, efficiënt op te lossen in het kader van dit proefschrift, is samenvattend gekozen voor een numeriek oplossingsalgoritme met volgende karakteristieken (Tabel 7.2):

numeriek aspect	geselecteerde aanpak
berekeningsrooster	versprongen, met cellen met variabele afmetingen, en met voorzieningen voor eenvoudige interne obstakels
discretisatie van bewegingsvergelijkingen	mengvorm van FTCS/upwind (eindig differentie-schema)
discretisatie van continuïteitsvergelijking	druk-snelheids-iteratie techniek (variant van Newton-Raphson onderrelaxatie)
definitie en evolutie van vrij oppervlak	VOF methode met donor-acceptor algoritme voor fluxberekening
randvoorwaarden aan vaste rand	free-slip rigid wall, no-slip rigid wall, continuative
randvoorwaarden aan vrij oppervlak:	
- normaalspanningen	niet-viskeus met drukinterpolatie
- tangentele spanningen	niet-viskeus

Tabel 7.2. *Basiskarakteristieken van de aangewende oplossings-algoritmes in VOFbreak²*

Dit basis-numeriek model VOFbreak² is voornamelijk gebaseerd op de SOLA-VOF code (Hirt en Nichols, 1981), een algemeen hydrodynamisch computerprogramma voor de simulatie van tweedimensionale niet-permanente vloeistofstroming met een vrij oppervlak. De grootste troef van dit model is het gebruik van de Volume Of Fluid (VOF) techniek. De VOF techniek laat toe om ingewikkelde vloeistofconfiguraties met een vrij oppervlak op relatief eenvoudige wijze te beschrijven.

De enigszins gedetailleerde beschrijving van het principe van de oplossings-algoritmes verschaft een diepgaand inzicht in de mogelijkheden en de nauwkeurigheid van de oplossingen van het numerieke model, zodat de gewenste uitbreidingen in het volgende hoofdstuk 8 succesvol ingebouwd kunnen worden.

9 Toekomstige uitbreidingen aan VOFbreak² code (beter nog later b.v. op einde van deel 2)

Fysische en mathematische model: turbulentiemodel, oppervlaktespanning, (beperkt) samendrukbare vloeistof, tweefazenmodel luchtbellen, 3D model ...

Numeriek model: higher order schemes (Lemos), FAVOR curved boundaries, CGS solver, beter F-transport algorithm, numerical boundary conditions, ...

Merk op dat deze iteratiemethode door meer recente en betere methodes kan vervangen worden, zoals b.v. de conjugate gradient solver CGS(van der Meer, ICCE 9x). Principieel is de CGS een minimalisatie-methode, een andere klasse iteratieve oplossingsmethodes dan de Newton-Raphson methodes. De behandeling van deze toevoeging valt echter buiten het kader van dit werk. Een beschrijving van het CGS algoritme is te vinden in Ferziger en Perić, 1997.

HOOFDSTUK 8

Uitbreidingen ter ontwikkeling van een numerieke golfgoot

8.1 Het computerprogramma VOFbreak²

8.1.1 Inleiding

Hoofdstuk 8 beschrijft de uitbreidingen die in het kader van dit proefschrift toegevoegd zijn aan het numerieke basismodel van hoofdstuk 7. Deze uitbreidingen hebben tot doel het beschikbare algemene hydrodynamische model om te vormen tot een numerieke golfgoot, zodat numeriek modellering van de golfinteractie met een stortsteengolfbreker mogelijk wordt.

Eerst worden de details van het computerprogramma zelf beschreven, met de gebruikte programmastructuur en programmeertalen (par. 8.1). De ontwikkeling van een numerieke golfgoot vereist volgende belangrijke en vernieuwende uitbreidingen:

- Een model voor poreuze stroming: de basisvergelijkingen van het volledige stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40) worden uitgebreid met een model voor de simulatie van de poreuze stroming in het doorlatende deel van de stortsteengolfbreker, door gebruik te maken van het Forchheimer model (par. 8.2).
- Een numerieke randvoorwaarde is geïmplementeerd voor de golfgeneratie (par. 8.3) en voor de actieve golfabsorptie (par. 8.5).
- Een numerieke sponslaag wordt ingebouwd en getest als passief golfabsorptie-systeem (par. 8.4).

In de volgende paragraaf 8.1.2 wordt de structuur van het programma besproken, met vermelding van de bestandsstructuur, de beschrijving van de variabelen, de beschrijving van de belangrijkste subroutines, etc... Dit wordt geacht voldoende te zijn voor een volledig begrip van de mogelijkheden en de beschrijving van de simulaties in het volgende hoofdstuk. Een volledige lijst van alle variabelen is terug te vinden in de broncode van VOFbreak².

8.1.2 Programma structuur

8.1.2.1 Stroomdiagram van het computerprogramma

Het programma VOFbreak² is ontwikkeld in een modulaire subroutine-vorm. Elke subroutine (of procedure) voert één specifieke taak uit, zonder enige interferentie met andere individuele subroutines. De naam van de subroutine is gekozen naar de taak die uitgevoerd wordt. Alle subroutines zijn ondergebracht in een aantal modules. Deze modulaire aanpak laat toe op relatief eenvoudige wijze aanpassingen, aanvullingen of nieuwe toepassingen in de broncode aan te brengen. Dit is zeer nuttig want VOFbreak² is immers een omvangrijk programma met ongeveer 5200 lijnen broncode.

De volledige broncode, geschreven in de programmeertaal ANSI C, is onderverdeeld in:

een hoofdmodule of -bestand, met de basisstructuur van het numerieke model:

- vofbreak.c

een aantal modules of secundaire bronbestanden, waarin de verschillende subroutines ondergebracht zijn:

- dataout.c: input/output bewerkingen met gegevensbestanden;
- deltat.c: berekening van tijdstap;
- etacal.c: berekening van druk-interpolatiefactor;
- explvel.c: berekening van snelheidsveld met expliciet eindig differentie schema;
- grafiek.c: grafische bewerkingen voor visualisatie op scherm;
- initial.c: (de-)initialisatie van globale arrays;
- modutil.c: hulpmiddeltjes (utilities) voor wiskundige functies;
- presiter.c: berekening van druk-snelheidsiteraties;
- randvwn2.c: functies voor het opleggen van alle types randvoorwaarden;
- setuppr.c: set-up van alle variabelen in het berekeningsdomein;
- timecmds.c: functies voor manipulatie van tijdsregistraties;
- volumecv.c: berekening van convectie van volume fracties;
- vrijopp.c: berekening van de positie van het vrij oppervlak in een cel.

Fig. 8.1 toont het stroomdiagram van het programma met de basisstructuur van het numerieke model. Na het opstarten van het programma worden 4

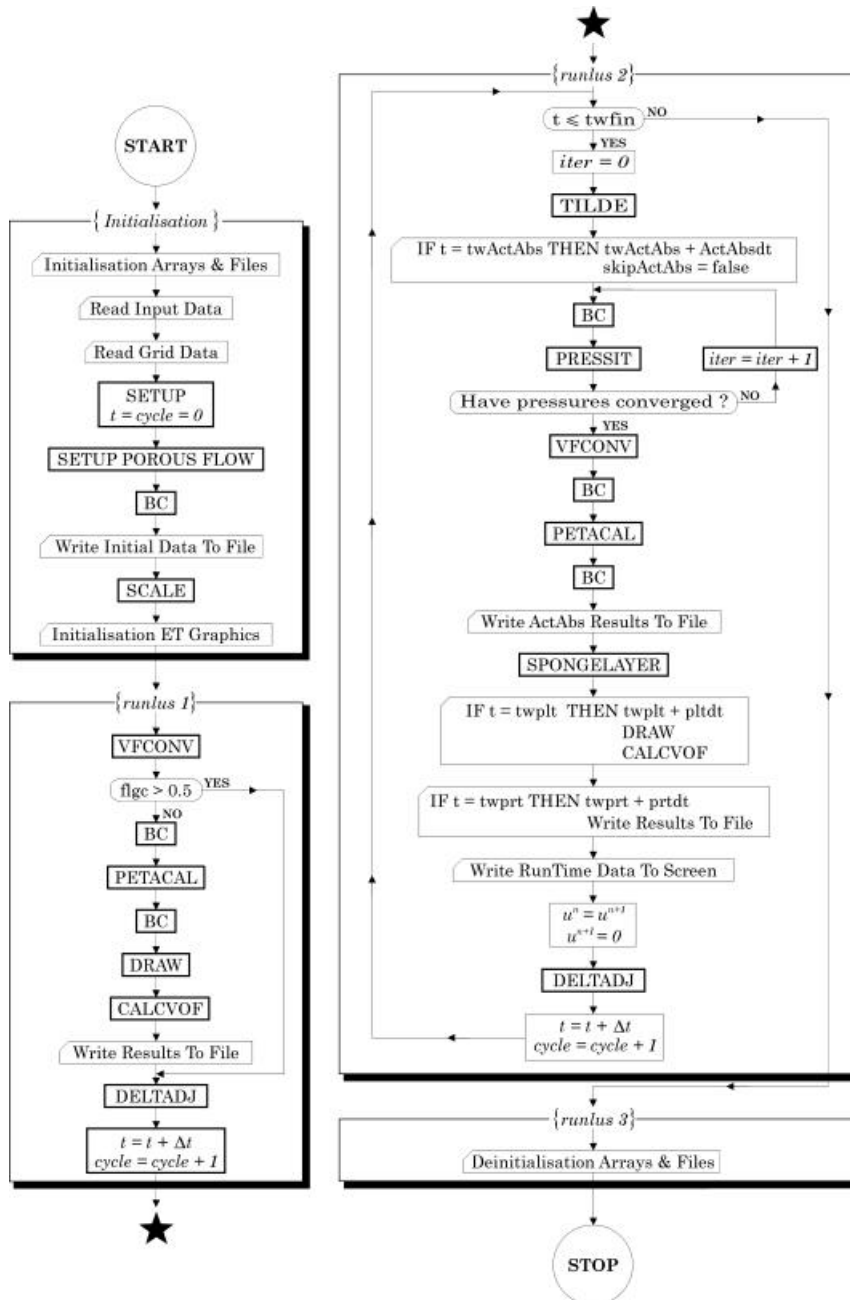
opeenvolgende onderdelen van de basisstructuur doorlopen, waarna de uitvoering van het programma stopt. Elk onderdeel wordt in Fig. 8.1 visueel voorgesteld met behulp van een rechthoekig paneel. Een titel bovenaan elke rechthoek (in cursief en tussen haakjes) verwijst naar de functie van elk onderdeel:

- *Initialisation*: allocatie en initialisatie van alle benodigde variabelen en bestanden, inlezen van inputgegevens (gridgeneratie, beginvoorwaarden, karakteristieken van invallende golven en poreuze media, parameters voor optimalisatie van numerieke methodes, ...), en initialisatie van de grafische omgeving;
- *runlus1*: eerste keer doorlopen van (een beperkt deel van) de berekeningslus, om alle variabelen een start-rekenwaarde toe te kennen;
- *runlus2*: kern van het programma, waarbij de volledige berekeningslus van het numerieke model iteratief doorlopen wordt voor de berekening van de snelheden, druk en volumefractie op nieuwe tijdstippen;
- *runlus3*: correct afsluiten van het programma met o.a. afsluiten van geopende bestanden en vrijgeven van gealloceerde geheugenruimtes.

8.1.2.2 Beschrijving van de subroutines

Tabel 8.1 verzamelt alle subroutines, in alfabetische volgorde, met vermelding van de naam van de module waarin de broncode opgenomen is, en een korte omschrijving van de taak die de subroutine uitvoert.

Bij elke module met subroutines (met extensie `.c` voor de bestandsnaam), hoort een corresponderende headerfile, die de declaraties van de in de module geïmplementeerde subroutines en functies bevat. Dergelijke headerfile heeft dezelfde bestandsnaam als de module, maar met extensie `.h` in plaats van `.c`.


 Fig. 8.1. Stroomdiagram van het computerprogramma VOFbreak².

Verder zijn er nog 3 extra headerfiles, die geen declaraties bevatten:

- `const.h`: bevat de declaratie van alle globale constanten voor verder gebruik in het programma;
- `header.h`: bevat het preprocessor-directief '`#include ...`' voor alle headerfiles, zodat het gebruik van '`#include header.h`' in elke `.c` module volstaat om naar alle headerfiles te verwijzen (met '`#include bestand.h`' wordt bekomen dat de preprocessor van de compiler deze regel vervangt door een kopie van de inhoud van `bestand.h`);
- `vars.h`: bevat de type definities van datatypes, en de declaratie van globale variabelen.

Tenslotte is er een bestand `filmset.tcl`, dat de grafische instructies bevat (zie par. 8.1.3). Fig. 8.2 geeft een schematisch overzicht van deze bestandsstructuur.

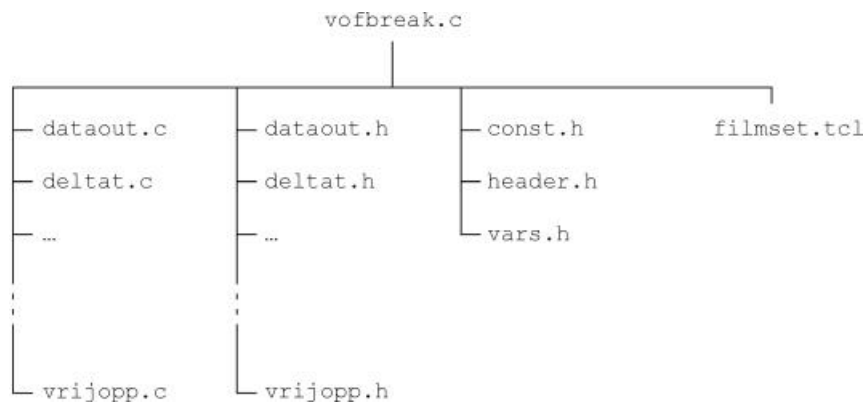


Fig. 8.2. Overzicht van de bestandsstructuur van de broncode van het programma VOFbreak².

naam van subroutine	naam van module	beknopte omschrijving van de taken die de subroutine uitvoert
BC	randvwn2.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) stelt de waarden in van de gepaste variabelen u, v, p en F aan de randen van het berekeningsgebied volgens het type randvoorwaarde (overeenkomstig Tabel 7.1) (2) stelt de waarden in van de gepaste variabelen u, v, p en F aan de rand van het vrij oppervlak (3) bevat locatie voor manueel inbrengen van speciale randvoorwaarden, zoals instroming (4) stelt de gemiddelde p en F waarden in voor obstakelcellen naast vloeistofcellen (5) bevat alle nieuwe randvoorwaarden toegevoegd in het kader van dit proefschrift, zoals invallende golf randvoorwaarden (lineaire en 2^e orde golftheorie), en initialisatie van actieve golfabsorptie-randvoorwaarde
CALCVOF	volume cv.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) berekent het totale vloeistofvolume in het berekeningsgebied op een bepaald tijdstip t^n
DELTADJ	deltat.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) berekent maximaal toelaatbare waarde van tijdstap Δt voor stabiliteit van numerieke berekeningen (2) past Δt aan tijdens berekeningen overeenkomstig het aantal druksnelheidsiteraties en de stabiliteit (par. 7.7) (3) herberekent relaxatiefactors $BETA[i,j]$ (7.22)
DRAW	grafiek.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) tekent het berekeningsgebied op het

scherm op tijdstip twplt, met aanduiding van grid en assen, volume fracties, positie van vrij oppervlak, snelheidsvectorveld, etc...

INITIALIZE- ARRAYS	initial.c	(1) (de-)initialisatie van gedefinieerde arrays
PETACAL	etacal.c	(1) berekent helling van vrij oppervlak in oppervlakcellen (2) bepaalt de naburige cel van een oppervlak-cel voor drukinterpolatie m.b.v. vlag NF = 1, 2, 3 of 4 (en bijgevolg ook de oriëntatie van het water t.o.v. het oppervlak) (3) bepaalt de drukinterpolatiefactor Ψ (7.31) in oppervlakcellen
PRESSIT	presiter.c	(1) berekent druk-snelheidsinteractie in elke cel met druk- en snelheidscorrecties totdat behoud van massa bekomen is (2) berekent de druk in een oppervlak-cel (niet m.b.v. druk-snelheidsiteratie maar door toepassen van de randvoorwaarden aan het vrij oppervlak (7.31))
SCALE	grafiek.c	(1) transformatie van wereldcoördinaten naar schermcoördinaten
SETUP	setuppr.c	(1) initialiseert een aantal constanten die gebruikt worden tijdens de berekening (2) berekent de initiële volume fractie F in elke cel, met mogelijkheid tot manuele aanpassing van de vloeistofconfiguratie in het berekeningsgebied (3) berekent de initiële hydrostatische drukverdeling in de vloeistof om de array van de drukvariabele p te initialiseren (4) stelt de initiële snelheidscomponenten u en v in elke vloeistofcel

		<ul style="list-style-type: none"> (5) berekent de relaxatiefactor BETA in elke vloeistofcel (6) definieert de obstakelcellen (door BETA = -1 te stellen) door manuele toevoeging in de code
SETUP POROUS- FLOW	setuppr.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) initialiseert de array n, die de porositeit in elke cel definieert (2) stelt -manueel- de porositeit van elke poreuze cel in (3) berekent de wrijvingsfactoren a en b, en de inertiecoëfficiënt c van het Forchheimer model
SPONGE- LAYER- RIGHT	randvwn2.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) legt een passieve golfabsorptie op aan de rechterrاند van het berekeningsgebied m.b.v. een sponslaag
TEKEN- INTERFACE	vrijopp.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) tekent de vrij oppervlak rand in elke vloeistofcel, gebaseerd op de kennis van de helling van deze rand, de oriëntatie van de vloeistof t.o.v. de rand, en de volumefractie F aanwezig in de cel
TILDE	explvel.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) berekent expliciete snelheden (α, ∇) (7.1) en (7.3) uit de bewegingsvergelijkingen, als startwaarden voor de druk-snelheidsiteratie in subroutine PRESSIT
VFCONV	volumeconv.c	<ul style="list-style-type: none"> (1) berekent de convectie van de volumefractie van de vloeistof door het oplossen van (7.38), en bepaalt de nieuwe F-configuratie (2) berekent de hieruit resulterende cumulatieve volumefouten in VCHGT, en schrijft deze weg naar het bestand data.msg (3) bevat speciale extra randvoorwaarden voor de volumefractie F indien de

		randvoorwaarde als invallende golven en/of actieve golfabsorptie getypeerd is
WRITEFIELD VARIABLES- TOFILE	dataout.c	(1) schrijft berekende waarden van de onbekenden snelheid, druk en volume- fractie op elk nieuw tijdstip twprt naar bestand data.out
WRITE- INITIAL- DATA	dataout.c	(1) schrijft inputgegevens naar bestand data.inp op tijdstip $t = 0$

Tabel 8.1. *Overzicht van in VOFbreak² aanwezige subroutines, met een beknopte omschrijving van de taken.*

8.1.2.3 Beschrijving van de variabelen

Tabel 8.2 bevat een lijst met beknopte beschrijving van de belangrijkste variabelen, die in dit werk zullen gebruikt worden bij de bespreking van het numerieke model en de simulaties.

variabele	beschrijving
INPUT VARIABLEN	
ALPHA	parameter ($0 \leq \text{ALPHA} \leq 1$) die relatieve aandeel van upwind en centrale differentieschema aanduidt: ALPHA = 0 : centrale differentie ALPHA = 1 : upwind differentie
AUTOT	vlag voor automatische berekening van tijdstap Δt : 0: gebruik van constante Δt 1: automatische aanpassingen van Δt cf. stabiliteitseisen en aantal drukiteraties
delt	tijdstap Δt
epsi	grenswaarde voor convergentie van drukiteratie

flht	waterdiepte van initiële configuratie van de vloeistofvolumes
imax	index voor laatste cel (vóór fictieve rand) in x-richting
jmax	index voor laatste cel (vóór fictieve rand) in y-richting
Nx	totaal aantal cellen in x-richting
Ny	totaal aantal cellen in y-richting
pltdt	tijdsincrement tussen twee opeenvolgende commando's voor het tekenen op het scherm van een plot van het berekeningsgebied met berekende variabelen
prtdt	tijdsincrement tussen twee opeenvolgende commando's voor het wegschrijven van resultaten naar bestand <code>data.out</code>
twfin	eindtijdstip van berekeningen
twplt	tijdstip waarop een plot op het scherm getekend wordt
twprt	tijdstip waarop de resultaten weggeschreven worden
WL, WR	indicator voor type randvoorwaarde aan linker- (WL) en rechterrاند (WR)
WB, WT	indicator voor type randvoorwaarde aan onder- (WB) en bovenrand (WT)

RUNTIME VARIABLEN

cycle	teller voor het aantal volledig doorlopen berekeningslussen (= aantal tijdstappen)
flg	indicator voor convergentietest van druk-snelheidsiteratie 0 : convergentie test voldaan 1 : convergentie test gefaald
flgc	indicator voor limietwaarde van convectie van vloeistof

	volume 0 : limietwaarde niet overschreden 1 : limietwaarde overschreden, Δt wordt gereduceerd en de actuele cyclus wordt herstart
iter	teller voor aantal druk-snelheidsiteraties binnen één tijdstap Δt
t	'nieuwe' tijdstip t^{n+1} waarop berekeningen uitgevoerd worden
VCHGT	gecumuleerde volumefoutjes t.g.v. donor-acceptorflux methode en afronden (in respectievelijk lege en volle cellen) van berekende F waarden naar de integer waarde 0 of 1

Tabel 8.2. *Lijst van belangrijkste input- en runtime variabelen, met beknopte beschrijving.*

Daarnaast zijn nog een aantal één- en tweedimensionale arrays gedefinieerd voor variabelen die verband houden met definitie van het grid (zoals b.v. $X[i]$: de coördinaat $x_{i+1/2}$ van de rechterrands van de i^{de} cel), of met de onbekenden van het stelsel differentiaalvergelijkingen (zoals b.v. $U[i,j]$: snelheidscomponent $u_{i+1/2,j}$ in x-richting in cel (i, j) op tijdstip $n+1$), Tabel 8.3.

variabele	beschrijving
1D VARIABELEN	
$X[i]$	de coördinaat $x_{i+1/2}$ van de rechterrands van de i^{de} cel
$\Delta x[i]$	celafmeting Δx_i in x-richting van de i^{de} cel
$Y[j]$	de coördinaat $y_{j+1/2}$ van de bovenrand van de j^{de} cel

DelY[j] celafmeting Δy_j in y-richting van de j^{de} cel

2D VARIABLEN

U[i,j]	snelheidscomponent $u_{i+1/2,j}$ in x-richting in cel (i, j) op tijdstip n+1
V[i,j]	snelheidscomponent $v_{i,j+1/2}$ in y-richting in cel (i, j) op tijdstip n+1
P[i,j]	druk $p_{i,j}$ in cel (i, j) op tijdstip n+1
F[i,j]	volume fractie $F_{i,j}$ per eenheidsvolume in cel (i, j) op tijdstip n+1
BETA[i,j]	relaxatiefactor $\beta_{i,j}$ (cf. vergelijking (62)) voor druk-snelheidsiteratie in cel (i, j); indien BETA[i,j] = -1 is de cel ondoordringbaar
PETA[i,j]	drukinterpolatiefactor $\psi_{i,j}$ voor cel (i, j)
PS[i,j]	druk aan het vrij oppervlak p_s
TANTH[i,j]	helling $\theta_{i,j}$ van het vrij oppervlak in cel (i, j)

Tabel 8.3. *Lijst van belangrijkste één- en tweedimensionale array-variabelen, met beknopte beschrijving.*

8.1.3 Tcl/Tk en ET

Bij de ontwikkeling van het programma is gebruik gemaakt van Tcl/Tk (Ousterhout, 1994). Samen vormen Tcl en Tk een programmeeromgeving om grafische interfaces met de gebruiker van het programma (E: Graphical User Interface, GUI) te ontwikkelen in een recordtempo.

Tcl (E: tool command language; spreek uit als '*tickle*') is een scripting language om toepassingen te programmeren, en bevat algemene programmeerfaciliteiten zoals variabelen, controlelussen, procedures, enz. Een scripting language voert een script uit zonder bijhorende, voorafgaandelijke compilatie. Een C programma heeft wel compilatie van de broncode naar machinecode. Scripts zijn eenvoudiger te ontwerpen dan volledige C programma's, maar bieden niet dezelfde algemene flexibiliteit en uitvoeringssnelheid. Hiermee dient verder rekening gehouden te worden met het oog op performante uitvoering van de berekeningen. Een tcl script bevat commando's die opgeslagen zijn in een bestand of een script file, b.v. `filmset.tcl`. Dit bestand `filmset.tcl` is de ontworpen script file voor VOFbreak² (zie Fig. 8.2 met bestandsstructuur). Andere voorbeelden van scripting languages zijn b.v. de C shell, de Bourne Shell en Perl.

Een zeer interessante uitbreiding binnen Tcl is Tk (afkorting van Toolkit), een grafische bibliotheek van het X-Windows systeem voor UNIX besturings-systemen. Tk breidt Tcl uit met commando's voor het snel ontwikkelen van GUI's. Een GUI bestaat uit 'widgets', de grafische elementen uit het X-Windows systeem (zoals b.v. een venster, of een canvas -i.e. een teken-scherm), die met één enkel Tcl commando kunnen aangeroepen worden. Met een zeer beperkt aantal commando's uit de Tk bibliotheek kan bijgevolg snel een volledige GUI opgebouwd worden. Op deze wijze vermijdt de programmeur ellenlange lijnen C broncode te moeten schrijven om hetzelfde venster van het X-Windows Systeem aan te roepen.

Tcl/Tk is bedacht en ontwikkeld door pionier John Ousterhout, professor elektronica uit Berkeley, Californië (VSA), sinds eind jaren '80. Een grote groep vrijwilligers hebben sindsdien de fakkel overgenomen, en vele uitbreidingen verder ontwikkeld. Tcl/Tk is een 'open broncode' (zoals ook b.v. Linux) en is bijgevolg gratis beschikbaar via internet ([http://www.-scriptics.com](http://www.scriptics.com)).

Tcl/Tk kan als afzonderlijke -stand alone- toepassing gebruikt worden, of kan in andere toepassingsprogramma's ingebouwd worden. Een andere troef is dat Tcl/Tk compatibel is met de meest courante besturingssystemen zoals Windows ('95, NT), Unix, MacOS, ... Dit betekent dat programma's ontwikkeld met behulp van Tcl/Tk, platform onafhankelijk zijn, en zonder enig probleem van Windows naar Unix machines kunnen overgebracht worden. Ook de broncode, geschreven in de ANSCI C programmeertaal, is

platformonafhankelijk, zodat het programma zowel op Windows- als Unix systemen kan gecompileerd worden.

In het geval van een rekenintensief en omvangrijk programma, zoals VOFbreak², is het gestelde doel het combineren van de sterke punten van C en Tcl/Tk. Een enkel Tcl script voor een omvangrijk programma is niet overzichtelijk, de modulaire subroutine-vorm van een C programma is hier veel efficiënter. Bovendien is de snelheid van uitvoering van een Tcl script slechts matig, en biedt Tcl niet de mogelijkheid om ingewikkelder data-structuren te hanteren (b.v. tweedimensionale arrays). Ook hier is C (of C++) telkens meer geschikt. Het programmeren van een GUI in C is dan echter weer een zeer ingewikkelde opgave. Het is duidelijk dat een combinatie van de snelheid en de structuur van een C programma met de eenvoudige en krachtige grafische commando's van Tcl/Tk, de ideale mix is. Deze mogelijkheid wordt geboden door ET (Embedded Tk). ET is een preprocessor die het mogelijk maakt om Tcl/Tk en C in één programma (een C programma in dit geval) te bundelen. ET is ontwikkeld door dr. Richard Hipp uit Charlotte, Noord-Carolina (VSA) sinds 1994, en is eveneens een 'open code' gratis te verkrijgen via het internet.

8.1.4 Opmerkingen

Het computerprogramma draait momenteel op een Pentium II PC met besturingssysteem Redhat 5.0 Linux, een ANSI C compiler, ET versie 1.6, Tcl/Tk versie 8.0. Het draait eveneens op de universiteitsserver 'allserv' met besturingssysteem SunOS en C compiler.

Tijdens het berekenen van toepassingen met het numerieke model, wordt de volgende bestandsstructuur gebruikt voor input/output van gegevens, Fig. 8.3. Dezelfde figuur toont de mogelijkheden voor analyse en presentatie van de output. De pre- en postprocessing van de gegevens en berekeningsresultaten is volledig zelf ontwikkeld ten behoeve van deze studie. Uiteraard is deze gegevensverwerking niet vergelijkbaar met de mogelijkheden van commerciële pakketten. Toch zijn b.v. alle figuren van de numerieke resultaten in het volgende hoofdstuk gegenereerd door eigenhandig geschreven programma's. Hier wordt dan ook gepleit voor het belang van een goede postprocessing, omdat deze zorgt voor de vertaling van ellenlange kolommen met getallen naar fysisch interpreteerbare fenomenen.

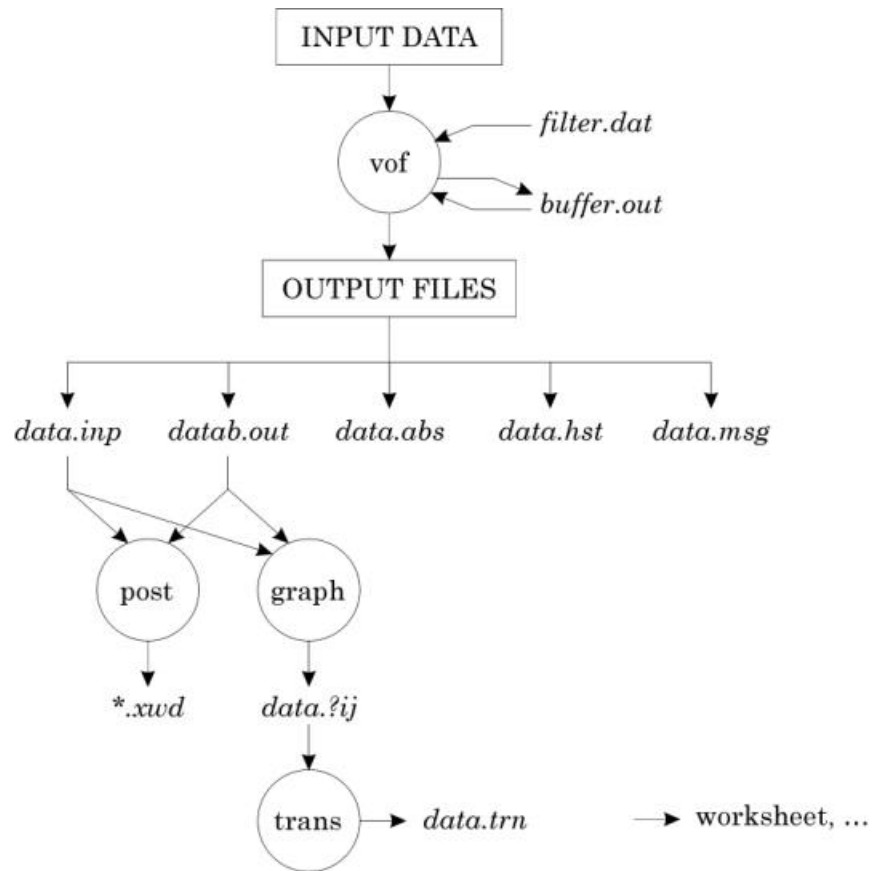


Fig. 8.3. Stroomdiagram van het computerprogramma VOFbreak², met bijhorende pre- en postprocessingsmogelijkheden.

8.2 Simulatie van poreuze stroming

8.2.1 Inleiding

Voor vele types kustwaterbouwkundige constructies is het noodzakelijk om naast de golfbeweging *op* de constructie ook de waterbeweging *in* de zeer doorlatende gedeeltes van de constructie te simuleren. Deze poreuze stroming in het stortstenen gedeelte bepaalt in grote mate de golfbeweging buiten de constructie. De energiedissipatie in het poreuze gedeelte, de infiltratie- en seepage processen, en de interactie tussen interne en externe golfbewegingen zorgen voor een sterk verschillend stromingspatroon t.o.v. de stroming op ondoordringbare constructies. De modellering van de poreuze stroming is bijgevolg zeer belangrijk.

In deze paragraaf wordt de numerieke inbouw van de poreuze stroming nader bekeken. Het doel is hetzelfde numerieke model te blijven gebruiken voor de numerieke berekening van de gekoppelde interne - externe waterbeweging. Daarvoor zijn enkele fundamentele aanpassingen vereist om de invloed van de poreuze stroming te beschrijven. Deze aanpassingen hebben enerzijds betrekking op het invoeren van de porositeit, anderzijds op het toevoegen van aangepaste termen voor b.v. wrijving en turbulentie in de basisvergelijkingen.

De beschrijving van de implementatie in VOFbreak² is zowel theoretisch als onmiddellijk naar de algoritmes verwijzend. Eerst wordt de invloed van het inbrengen van de porositeit in een poreuze cel op de VOF techniek nader bekijken. Dan wordt het rekenmodel geldig voor poreuze stroming in grofkorrelig stortsteenmateriaal kort samengevat. Vervolgens worden de aangepaste Navier-Stokes vergelijkingen, geldig voor poreuze stroming, afgeleid, gebaseerd op het voorgaande. Tenslotte wordt de implementatie in het numerieke model beschreven.

8.2.2 Invloed van het invoeren van de porositeit op de VOF techniek

Het poreus medium bestaat in dit werk hoofdzakelijk uit grofkorrelig stortsteenmateriaal waaruit de golfbreker opgebouwd is. De beschrijving van de materiaalkarakteristieken werd behandeld in par. 3.2. Het stortsteenmateriaal wordt homogeen, isotroop en onsamendrukbaar beschouwd cf. het mathematische model van hoofdstuk 2. Zoals eerder vermeld in hoofdstuk 3, wordt in dit werk een macroscopische aanpak gebruikt waarbij het poreus medium gekarakteriseerd wordt door ruimtelijke gemiddelde grootheden, zoals b.v. een gemiddelde weerstand tegen de vloeistofstroming, of de porositeit. In

dezelfde geest wordt ook de poreuze stroming beschreven met gemiddelde grootheden, zoals b.v. de filtersnelheid V .

In het oplossingsalgoritme zoals beschreven in hoofdstuk 7 wordt verondersteld dat het totale volume $Vol = \Delta x_i \Delta y_j$ van cel (i, j) door water kan ingenomen worden. De volume fractie $F[i, j]$, met $0 \leq F \leq 1$, is de verhouding van het werkelijk door water ingenomen deel (Vol_w) t.o.v. het totale voor water beschikbare celvolume (Vol), kortweg de fractie van het vloeistofvolume:

$$F[i, j] = \frac{Vol_w}{Vol} \quad (8.1)$$

In cel (i, j) wordt nu de porositeit $n[i, j]$ bepaald m.b.v. de definitie (3.5), als het volume van de holten Vol_h in de cel met eenheidsvolume Vol :

$$n[i, j] = \frac{Vol_h}{Vol} \quad (3.5)$$

met:

$$Vol = Vol_h + Vol_m \quad (8.2)$$

Het volume Vol_m is ingenomen door het vaste materiaal zelf. Verder wordt de porositeit $n[i, j]$ in cel (i, j) kortweg genoteerd als n . Er wordt herinnerd aan de 'macroscopische aanpak' van het probleem. Dit betekent dat de porositeit n of het volume van de holten Vol_h , gelijkmatig verspreid is over het volledige celoppervlak, en niet geconcentreerd aanwezig is in een bepaald deel van de cel. Slechts het volume van de holten $Vol_h = nVol$ blijft voor het water beschikbaar, en niet langer het totale celvolume Vol . Immers, het deel $1 - n$ is het volume Vol_m van de cel dat nu ingenomen wordt door het materiaal zelf, per eenheidsvolume Vol :

$$1 - n = \frac{Vol_m}{Vol} \quad (8.3)$$

Als belangrijke conclusie impliceert dit een reductie (met factor n) van het totale volume van cel (i, j) dat door water kan ingenomen worden, van $\Delta x_i \Delta y_j$ naar $n \Delta x_i \Delta y_j$.

Voor $n = 1$, is $\text{Vol}_h = \text{Vol}$, of het totale celvolume blijft beschikbaar voor water. Dit stemt overeen met een niet-poreuze cel, welke de bestaande ceileigenschappen van voorheen bezit. De default-waarde bij opstarten van het programma is dan ook $n = 1$.

Voor $n = 0$, is $\text{Vol}_h = 0$, of de cel is ondoorlatend voor water, en volledig gevuld met het (vaste) materiaal. Deze situatie is vergelijkbaar met een obstakelcel (zie par. 7.6). Het verdient de voorkeur een obstakelcel te identificeren m.b.v. $\text{BETA} = -1$ (cf. par. 7.6), en niet m.b.v. $n = 0$.

Fig. 8.4 toont een overzicht van de mogelijke situaties voor resp. $n = 1$, $0 < n < 1$ en $n = 0$.

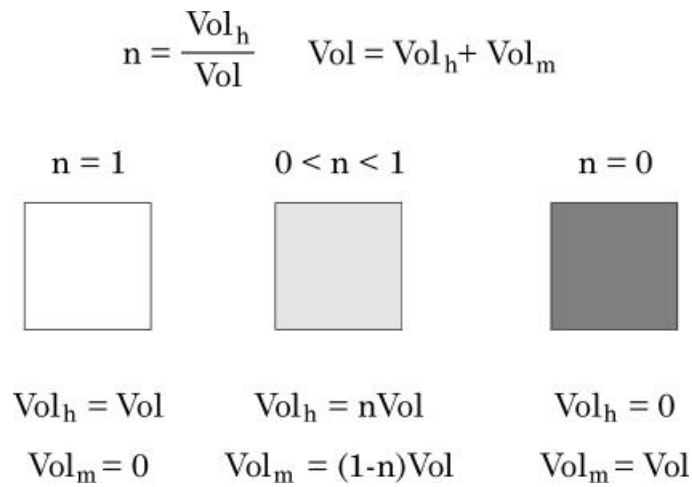


Fig. 8.4. *Overzicht van mogelijke situaties voor de porositeit van een cel van het berekeningsgebied.*

In het programma VOFbreak² wordt als initialisatie voor elke cel $n = 1$ gezet, en daarna krijgen de cellen die als poreus gekarakteriseerd worden, een waarde $n < 1$. Dit gebeurt manueel in het programma, in de subroutine SETUPPOROUSFLOW (Tabel 8.1). Op deze wijze wordt de poreuze constructie in het berekeningsgebied opgebouwd.

Het is wenselijk om hetzelfde donor-acceptorflux algoritme van par. 7.4.1 te kunnen blijven gebruiken in het geval poreuze cellen aanwezig zijn in het berekeningsgebied. Dit vereist een aanpassing in de interpretatie van de volumefractie F . De F functie, met nog steeds $0 \leq F \leq 1$, wordt vanaf hier beschouwd als de fractie van het *maximaal mogelijk* aanwezige vloeistof-volume in cel (i, j) . Het maximaal aanwezige vloeistofvolume in cel (i, j) wordt echter gereduceerd van $\text{Vol} = \Delta x_i \Delta y_j$ naar $\text{Vol}_h = n\text{Vol} = n\Delta x_i \Delta y_j$, met $0 < n \leq 1$, zodat:

$$F[i, j] = \frac{\text{Vol}_w}{n\text{Vol}} \quad (8.4)$$

in plaats van definitie (7.34). Deze aangepaste interpretatie heeft een belangrijke invloed op de convectiebepaling van de volumefracties F tussen aangrenzende poreuze donor- en acceptorcellen m.b.v. de donor-acceptor-fluxmethode. Veronderstel dat de snelheid $u_{i+1/2, j}^{n+1} > 0$ de nieuwe (op tijdstip t^{n+1}) berekende snelheidscomponent in horizontale richting is, tussen de donorcel (i, j) en de acceptorcel $(i + 1, j)$, Fig. 8.5. De index i van de donorcel wordt voor deze afleiding gemakshalve vervangen door D , de index $i + 1$ van de acceptorcel door A . Zo is verder de porositeit van de donorcel $n[i, j] = n_D$, en analoog voor de acceptorcel is $n[i + 1, j] = n_A$. De celafmeting in horizontale richting wordt genoteerd als $\Delta x_i = x_D$, en $\Delta x_{i+1} = x_A$. De verticale celafmeting blijft Δy_j .

Als laatste stap van de volledige berekeningslus voor één tijdstap dient nog de convectie van de vloeistofvolumes F bepaald te worden (zie b.v. Fig. 7.3 van het basisalgoritme). De fluxconvectie doorheen de verticale rand van donor- en acceptorcel wordt hier in detail beschouwd om de aangepaste interpretatie te verduidelijken. In par. 7.4.1 werd f_x , de hoeveelheid flux van F_D doorheen de celrand in een periode Δt , bepaald als:

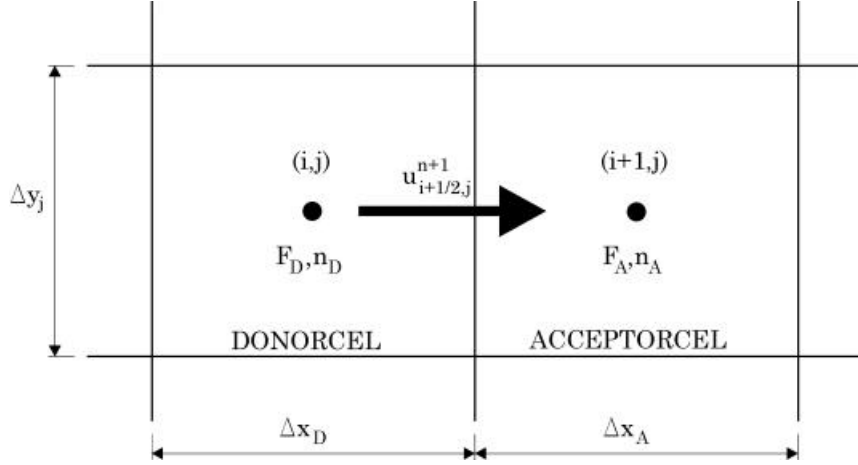


Fig. 8.5. *Principeschets van het gewijzigde donor-acceptor algoritme voor het geval van twee aansluitende poreuze cellen.*

$$f_x = \Delta F \Delta y_j \quad (7.36)$$

met ΔF de hoeveelheid flux van F_D per eenheidsoppervlakte in Δt , in dit geval:

$$\Delta F = F_D V_x \quad (8.5)$$

$F_D = F_{i,j}^n$ is de volumefractie van de donorcel op het oude tijdstip t^n , en V_x is de volumeflux per eenheidsoppervlakte in Δt :

$$V_x = u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t \quad (7.35)$$

Gebruik makend van (8.5) en (7.35) wordt f_x , de hoeveelheid flux van F_D doorheen de celrand in Δt , m.b.v. vergelijking (7.36) herschreven als:

$$f_x = F_D u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t \Delta y_j \quad (8.6)$$

Tot hier zijn geen aanpassingen nodig geweest in het donor-acceptorflux algoritme. Het nieuwe (op tijdstip t^{n+1}) vloeistofvolume aanwezig in de poreuze donorcel na de convectiestap, is *verminderd* met f_x :

$$\text{Vol}_{\text{wD}}^{n+1} = \text{Vol}_{\text{wD}}^n - f_x \quad (8.7)$$

of m.b.v. vergelijking (8.6), wordt (8.7) volledig uitgeschreven als:

$$F_D^{n+1}(n_D \Delta x_D \Delta y_j) = F_D^n(n_D \Delta x_D \Delta y_j) - F_D^n u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t \Delta y_j \quad (8.8)$$

zodat de nieuwe waarde van de volumefractie in de donorcel kan bepaald worden uit (8.8) als:

$$F_D^{n+1} = F_D^n - \frac{F_D^n u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t}{n_D \Delta x_D} \quad (8.9)$$

Op analoge wijze wordt het nieuwe vloeistofvolume in de poreuze acceptorcel na de convectiestap *vermeerderd* met f_x :

$$F_A^{n+1}(n_A \Delta x_A \Delta y_j) = F_A^n(n_A \Delta x_A \Delta y_j) + F_D^n u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t \Delta y_j \quad (8.10)$$

Dit levert de nieuwe waarde van de volumefractie in de acceptorcel:

$$F_A^{n+1} = F_A^n + \frac{F_D^n u_{i+1/2,j}^{n+1} \Delta t}{n_A \Delta x_A} \quad (8.11)$$

Vergelijkingen (8.9) en (8.11) leveren het nieuwe recept voor de bepaling van de convectie van de volumefracties voor poreuze cellen. In het geval de donorcel of de acceptorcel niet poreus is, is respectievelijk $n_D = 1$ of $n_A = 1$, en herleidt (8.9) of (8.11) tot de originele formulering voor niet-poreuze cellen.

8.2.3 Het Forchheimer rekenmodel voor poreuze stroming

De fysische beschrijving van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal is reeds uitvoerig besproken in hoofdstuk 3. Het Forchheimer model is een geschikt mathematisch model om de weerstand van voornamelijk niet-permanente en turbulente stroming in homogeen stortsteenmateriaal te beschrijven. De vorm (3.31), die het niet-lineaire verband geeft tussen drukgradiënt I [-] en filtersnelheid V [m/s] voor permanente stroming, wordt in het numerieke model ingewerkt, en is gemakshalve hier herhaald:

$$I = aV + bV^2 \quad (3.31)$$

met wrijvingsfactoren a [s/m] en b [s²/m²], constant voor een gegeven viscositeit ν van de vloeistof, voor een gegeven geometrie van het korrelskelet, met korreldiameter d en porositeit n :

$$a = \alpha \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{\nu}{gd^2} \quad (3.32)$$

$$b = \beta \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{gd} \quad (3.33)$$

De vormfactor α [-] is afhankelijk van het stromingstype gekarakteriseerd door Re , de korrelverdeling en de korrelvorm. De vormfactor β [-] is afhankelijk van dezelfde parameters plus de relatieve oppervlakteruwheid van de korrels. Voor praktisch gebruik zijn beide vormfactoren α en β experimenteel bepaalde coëfficiënten. Rekenwaarden voor de vormfactoren in het geval van laminaire Forchheimer stroming en volledig turbulente stroming zijn verzameld in par. 3.5.2. De lineaire term aV in (3.31) bevat de bijdrage van de laminaire stroming (invloed van de viscositeitskrachten), de niet-lineaire term bV^2 in (3.31) bevat de bijdrage van de turbulente stroming.

In het geval van niet-permanente stroming, wordt vergelijking (3.31) uitgebreid met een inertieterm tot:

$$I = aV + bV^2 + c \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.46)$$

met inertiecoëfficiënt c [s^2/m]:

$$c = \frac{1 + C_m \frac{1-n}{n}}{g} \quad (3.51.a)$$

met:

$$C_m = 1 + C_a \quad (3.51.b)$$

C_m is de virtuele massa coëfficiënt, en is samengesteld uit een Froude-Krylov coëfficiënt, 1 en een toegevoegde massacoëfficiënt, C_a . Uit een beperkte reeks experimentele resultaten vat Andersen (1994) samen:

$$C_m = 1.5 + 12(1-n) \quad (3.52)$$

De toepasbaarheid van (3.52) is zeer twijfelachtig volgens Burcharth en Andersen (1995).

8.2.4 Afleiding van het stelsel Navier-Stokes vergelijkingen voor poreuze stroming

Voor de duidelijkheid wordt het volledige stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40) van het mathematische model hier eerst herhaald:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + g_x \quad (2.40.a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g_y \quad (2.40.b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.40.c)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (2.40.d)$$

Het stelsel is samengesteld uit de twee bewegingsvergelijkingen in x en y -richting, (2.40.a) en (2.40.b) respectievelijk, de continuïteitsvergelijking (2.40.c), en de transportvergelijking (2.40.d). De vier onbekenden van het stelsel zijn de snelheidscomponenten u en v , de druk p en de volumefractie F , die uit de vier vergelijkingen opgelost worden met behulp van numerieke technieken. Deze vergelijkingen zijn geldig voor de modellering van de laminaire vloeistofstroming vóór de constructie.

Het principe van het omvormen van het stelsel vergelijkingen (2.40) naar een gedaante die geldig is voor poreuze stroming, is vervat in de volgende stappen:

- Eerst worden de filtersnelheden u en v in elke vergelijking vervangen door de poriënsnelheden u/n en v/n . Door de poriënsnelheden op deze wijze te schrijven, kunnen in alle termen die de snelheid bevatten, de filtersnelheden behouden blijven, met toevoeging van een extra factor n , die de invloed van de porositeit beschrijft.
- Het Forchheimer model (3.46), dat de weerstand ten gevolge van de poreuze stroming omvat, wordt als additionele aangrijpende kracht ingevoegd in de twee bewegingsvergelijkingen (2.40.a) en (2.40.b). In de lineaire Forchheimer term aV zijn de viscositeitkrachten reeds vervat (zie par. 3.3.3). Dit impliceert dat de viskeuze termen $v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$ en $v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$ uit de bewegingsvergelijkingen (2.40.a) en (2.40.b) respectievelijk kunnen geschrapt worden. In het programma gebeurt dit door $VISX = 0$ en $VISY = 0$ te stellen.
- De invloed van de turbulente stroming zit vervat in de niet-lineaire Forchheimer term bV^2 . Bijgevolg modelleert de poreuze stroming wél turbulentie, in tegenstelling tot de vloeistofstroming vóór de constructie.
- De convectieve (inertie)krachten worden ondergebracht in de niet-lineaire Forchheimer term bV^2 , en in macroscopische convectieve versnelling $c \partial V / \partial t$.

- De donor-acceptorflux methode die gebruik maakt van de transportvergelijking (2.40.d), wordt uitgebreid overeenkomstig de aanpassingen besproken in par. 8.2.2.

Het doorvoeren van deze aanpassingen in het volledige stelsel Navier-Stokes vergelijkingen (2.40) geeft:

$$gc \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{n^2} u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{n^2} v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x - gau - gb|u|u \quad (8.12.a)$$

$$gc \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{n^2} u \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{n^2} v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y - gav - gb|v|v \quad (8.12.b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8.12.c)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (8.12.d)$$

Deze vergelijkingen (8.12) zijn geldig voor de modellering van de vloeistofstroming in de poreuze delen van de constructie. Merk op dat er enkel een formele aanpassing van de bewegingsvergelijkingen (8.12.a en 8.12.b) doorgevoerd is, de vorm van de continuïteitsvergelijking (8.12.c) en de transportvergelijking (8.12.d) blijft uiteindelijk ongewijzigd.

In niet-poreuze cellen (met $n = 1$) blijft het stelsel (2.40) geldig, in poreuze cellen ($n < 1$) wordt het stelsel (8.12) van toepassing. Deze wijziging is aangebracht in de programmatuur van de basiscode.

8.2.5 Implementatie van poreuze stroming in het numerieke model

Analoog met de expliciete eindige differentie discretisatie van b.v. de bewegingsvergelijking (7.1) wordt vergelijking (8.12.a) gediscretiseerd om de eerste schatting \tilde{u} van de nieuwe snelheidscomponent u^{n+1} te berekenen:

$$\begin{aligned}
u_{i+1/2,j}^n = & u_{i+1/2,j}^n + \frac{\Delta t}{gc} \left[-\frac{1}{\rho} \frac{p_{i+1,j}^n - p_{i,j}^n}{\Delta x_{i+1/2}} - \frac{1}{n^2} FUX_{i+1/2,j}^n \right. \\
& \left. - \frac{1}{n^2} FUY_{i+1/2,j}^n + g_x - g_{au}^n_{i+1/2,j} - g_{bu}^n_{i+1/2,j} \left| u_{i+1/2,j}^n \right| \right]
\end{aligned}
\tag{8.12.e}$$

en analoog voor de bewegingsvergelijking in y-richting (7.3).

In de programmacode worden de volgende variabelen als input gevraagd: vormfactoren α en β , virtuele massa coëfficiënt C_m , gemiddelde korrel-diameter d_{50} , en porositeit n , waarmee de wrijvingsfactoren a (3.32) en b (3.33) kunnen bepaald worden.

De bepaling van het vrij water oppervlak in een poreuze cel gebeurt opnieuw met behulp van de volumefractie F (met gewijzigde definitie) en de afgeleide helling en oriëntatie. Het poreuze materiaal wordt homogeen verdeeld verondersteld over de celoppervlakte cf. de macroscopische aanpak. Zo blijft het originele algoritme, besproken in par. 7.4.3, behouden.

Het totale vloeistofvolume in het berekeningsgebied kan nu bepaald worden als:

$$Vol_{tot} = \sum_{i=2}^{im1} \sum_{j=2}^{jm1} n_{i,j} F_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j
\tag{8.12.f}$$

Merk op dat mogelijks de viscositeit kunstmatig toeneemt omwille van numerieke stabiliteit (par. 7.7). Deze niet-fysische toename is niet ingevoerd in de berekening van de Forchheimer wrijvingsfactoren a en b , waar gewerkt is met de constante fysisch correcte waarde $\nu = 1.3 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

8.3 Generatie van invallende golven

8.3.1 Inleiding

Aan de randen van het berekeningsgebied dienen randvoorwaarden opgelegd te worden. Een uitgebreide bespreking van een aantal types randvoorwaarden

aan de vaste randen is terug te vinden in par. 7.5.1. Deze 'standaard types' randvoorwaarden (zoals de kleef- of geen kleef-randvoorwaarden) zijn reeds beschikbaar in de originele SOLA-VOF broncode. Ten behoeve van het onderzoek in dit proefschrift wordt een nieuw type randvoorwaarde in VOFbreak² opgesteld, die het mogelijk maakt om golven in het berekeningsgebied te introduceren: de invallende golf-randvoorwaarde (E: incident wave boundary condition).

Aan de rand van het berekeningsgebied worden de invallende golven gegenereerd door het voorschrijven van de gepaste verheffing η en de horizontale en verticale snelheidscomponenten u en v . Elke golftheorie die deze verheffing en snelheden levert, kan gebruikt worden. Hier zal voorlopig de lineaire golftheorie volstaan om het principe van dit nieuwe type randvoorwaarde te verduidelijken.

8.3.2 Lineaire golftheorie

Eerst worden kort de benodigde uitdrukkingen van de lineaire theorie samengevat voor verder gebruik. In par. 2.4.3 is reeds vermeld dat de analytische oplossing van de Laplace vergelijking (2.22) met gelineariseerde randvoorwaarden leidt naar de (voor ingenieurstoepassingen) veelgebruikte lineaire golftheorie van Airy (ook wel Stokes eerste orde theorie genoemd) (E: linear theory, small amplitude theory) (Dean en Dalrymple, 1991). Deze basistheorie, opgesteld door Airy in 1845 (en Stokes in 1847), is eenvoudig in gebruik, en geeft redelijke benaderingen van golfkarakteristieken voor een groot bereik van golfparameters.

Een lineaire progressieve golf (E: linear progressive wave) wordt beschreven m.b.v. de onafhankelijke veranderlijken x' , z' (in de ruimte) en t (in de tijd), of door hun combinatie, gedefinieerd als de fasefunctie $\theta' = kx' - \omega t$, met θ' [rad] gelegen tussen 0 en 2π ; $k = 2\pi/L$ [-] het golfgetal, L [m] de golflengte, $\omega = 2\pi/T$ [Hz] de hoekfrequentie of pulsatie, T [s] de golfperiode. Een lineaire golf die zich voortplant over een horizontale bodem in een waterdiepte d [m], kan volledig gekarakteriseerd worden door de golfhoogte H [m], de golflengte L , de golfperiode T en de waterdiepte d . Zoals getoond in Fig. 8.6, is het hoogste punt van de golf de kruin (E: crest) en het laagste punt het dal (E: trough). Voor lineaire golven is de hoogte van de kruin boven het stilwaterpeil (SWP) gelijk aan de diepte van het dal onder het SWP, deze afstand wordt gedefinieerd als de golfamplitude $a = H/2$ [m]. De verheffing

η [m] is de verplaatsing van het wateroppervlak t.o.v. het SWP, en is functie van x' en t . Het tijdsinterval tussen de passage van twee opeenvolgende golfkruinen (of golfdalen) in een punt wordt de golfperiode T genoemd. De golflengte L is de afstand tussen twee opeenvolgende golfkruinen (of golfdalen). Andere golfkarakteristieken zijn b.v. de voortplantingssnelheid of celeriteit $C = L/T = \omega/k$ [m/s] (i.e. de snelheid waarmee de golfvorm zich voortplant), de golfsteilheid $s = H/L$ [-], de relatieve diepte d/L [-] en de relatieve golfhoogte H/d [-]. De lineaire theorie is geldig voor golven met kleine golfsteilheid en kleine relatieve golfhoogte (i.e. $H/L \ll 1$ en $H/d \ll 1$).

De oplossing van de Laplace vergelijking (2.22) met gelineariseerde randvoorwaarden kan bepaald worden met de techniek van scheiding der variabelen (b.v. Dean en Dalrymple, 1991), en resulteert in:

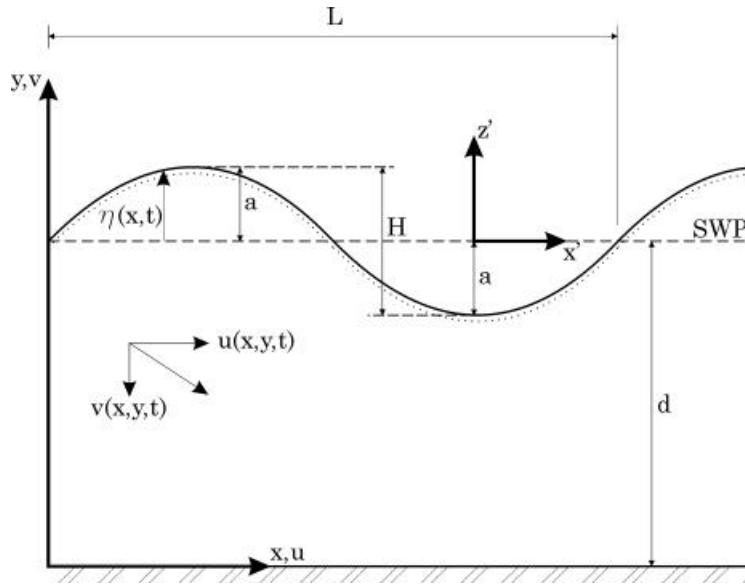


Fig. 8.6. Definitieschets voor lineaire progressieve golf.

$$\phi(x', z', t) = \frac{ag}{\omega} \frac{\cosh k(z'+d)}{\cosh kd} \cos \theta' \quad (8.13)$$

Uit deze oplossing (8.13) van de snelheidspotential $\phi(x', z', t)$ worden de basisgrootheden van de lineaire golf (E: linear wave, monochromatic progressive wave, small amplitude wave) afgeleid. Er wordt gerefereerd naar standaardwerken die de oplossingstechniek en de afleiding van de basisgrootheden in detail behandelen (b.v. Dean en Dalrymple, 1991; Young, 1999). Hier worden enkel de praktische resultaten vermeld, die nuttig zijn voor verder gebruik in dit proefschrift.

1. de *golfverheffing* (E: surface elevation):

$$\eta(x', t) = a \cos \theta' \quad (8.14)$$

of voluit:

$$\eta(x', t) = \frac{H}{2} \cos(kx' - \omega t) \quad (8.15)$$

2. de *dispersierelatie* (E: dispersion relationship):

$$\omega^2 = gk \tanh kd \quad (8.16)$$

of anders geschreven:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kd \quad (8.17)$$

Deze vergelijking (8.16) stelt dat er een uniek verband is tussen de grootheden T , L en d . Zodra twee ervan gekend zijn, kan de derde m.b.v. (8.16) bepaald worden. Gezien het transcendente karakter van vergelijking (8.16), zal een iteratieve oplossingstechniek vereist zijn. Een alternatief is het gebruik van benaderende formules voor (8.16) (Young, 1999; Fenton en McKee, 1990). Uit (8.16) volgt verder dat lange golven zich sneller voortplanten dan korte golven. Vandaar zullen in een golfgroep met golven van verschillende lengte, de golven zich met verschillende snelheden voortplanten, en zich geleidelijk afscheiden, gebaseerd op hun golflengte. Dit '*dispersief*' karakter geeft zijn naam aan vergelijking (8.16).

3. de *horizontale en verticale orbitaalsnelheden* van de waterdeeltjes onder de golven, resp.:

$$u(x', z', t) = \frac{agk}{\omega} \frac{\cosh k(z'+d)}{\cosh kd} \cos \theta' \quad (8.18)$$

$$v(x', z', t) = \frac{agk}{\omega} \frac{\sinh k(z'+d)}{\cosh kd} \sin \theta' \quad (8.19)$$

Volgens de lineaire golftheorie bewegen de waterdeeltjes in gesloten ellipsen, met u en v als respectievelijk de horizontale en verticale snelheidscomponenten van de waterdeeltjes. In diep water wordt de ellips een cirkel. Fig. 8.7 toont het maximale (positieve) snelheidsprofiel voor u en v over de diepte voor resp. een diepwatergolf en een ondiepwatergolf. De diepwatergolf wordt gekenmerkt door een sterke afname van u en v tussen S.W.P. ($y = 0.30$ m) en bodem ($y = 0$ m). Ter plaatse van de bodem is $v = 0$ m/s. Het feit dat u en v over het grootste deel van de diepte dezelfde waarde bezitten, wijst op de cirkelvormige orbitaalbewegingen. De ondiepwatergolf wordt gekenmerkt door een quasi uniform profiel voor u , en een quasi lineair profiel voor v . Het relatief grote verschil in grootte tussen u en v wijst op een ellipsvormig verloop van de orbitaalsnelheden.

4. de *druk*:

$$p(x', z', t) = a\rho_w g \frac{\cosh k(z'+d)}{\cosh kd} \cos \theta' - \rho_w g z' \quad (8.20)$$

De eerste term in (8.20) is de dynamische drukafwijking ten gevolge van de golven (positief of negatief, afhankelijk van de golfase θ') t.o.v. de hydrostatische druk (tweede term). Meestal wordt (8.20) kort herschreven als:

$$\frac{p(x', z', t)}{\rho_w g} = K_p \eta - z' \quad (8.21)$$

met de drukresponsiefactor:

$$K_p = \frac{\cosh k(z'+d)}{\cosh kd} \quad (8.22)$$

Fig. 8.7 toont eveneens het verloop van de dynamische drukafwijking p_{dyn} over de diepte voor zowel een diepwatergolf als een ondiepwatergolf.

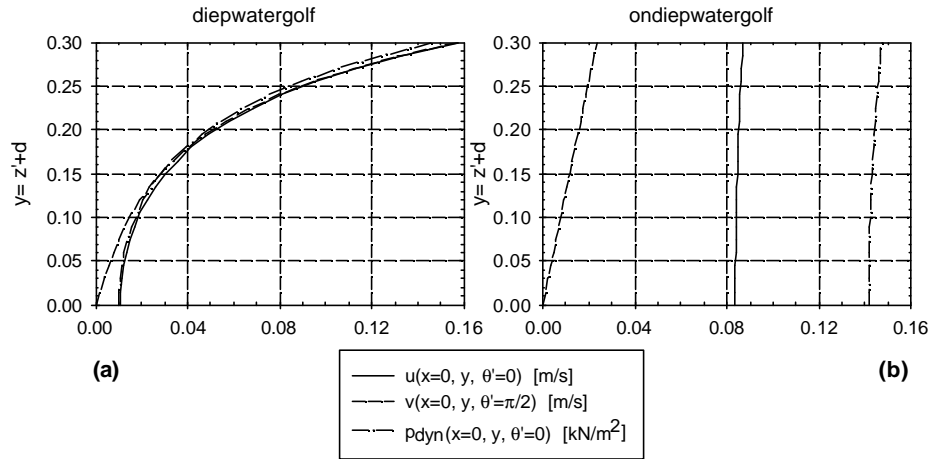


Fig. 8.7. *Profiel van de maximale horizontale (u) en verticale (v) orbitaalsnelheden en de maximale dynamische druk (p_{dyn}) over de diepte $y = z' + d$, voor het geval van een*
(a) diepwatergolf met $H = 0.03$ m, $T = 0.60$ s ($kd = 1.07\mathbf{p}$);
(b) ondiepwatergolf met $H = 0.03$ m, $T = 4.0$ s ($kd = 0.09\mathbf{p}$);
in waterdiepte $d=0.30$ m.

De waarde van K_p neemt af met toenemende $|z|$ (i.e. vanaf het S.W.P. meer naar bodem toe), zodat eveneens de drukfluctuaties t.g.v. de golven afnemen meer naar de bodem toe. Voor diep water voorwaarden ($d \rightarrow \infty$), reduceert K_p van 1 (voor $z = 0$, ter plaatse van het S.W.P.) tot 0.04 (voor $z = -L/2$). Praktisch gesproken is de invloed van de golven (verwezenlijkt door de orbitaalsnelheden en -versnellingen, en door de drukschommelingen) te verwaarlozen voor afstanden tot het SWP groter dan $L/2$.

Golven worden geclassificeerd volgens de *relatieve waterdiepte* d/L (of het dimensieloze golfgetal $kd = 2\pi d/L$) waarin zij zich voortplanten. De volgende classificatie is algemeen geldig (Tabel 8.4):

type golf	bereik van d/L	bereik van kd
ondiep water golf (lange golf) (E: shallow water wave)	$0 - \frac{1}{20}$	$0 - \frac{\pi}{10}$
golf in overgangsgebied (E: intermediate depth wave)	$\frac{1}{20} - \frac{1}{2}$	$\frac{\pi}{10} - \pi$
diep water golf (korte golf) (E: deep water wave)	$\frac{1}{2} - \infty$	$\pi - \infty$

Tabel. 8.4. *Classificatie van lineaire golven in functie van de relatieve waterdiepte d/L of het dimensieloze golfgetal kd .*

De gebruikte grenswaarden in deze classificatie zijn eerder arbitrair, en gebaseerd op volgende vaststelling. De asymptotische limieten van de hyperbolische functie $\tanh kd$ voor $kd \rightarrow 0$ en $kd \rightarrow \infty$ zijn kd en 1 respectievelijk. Het gebruik van deze asymptotische limietwaarden laat toe om de hiervoor gevonden uitdrukkingen voor de basisgrootheden van de lineaire golftheorie te vereenvoudigen voor de limietgevallen van ondiep en diep water. Het gebruik van deze vereenvoudigde uitdrukkingen t.o.v. de exacte uitdrukkingen verlicht het (vooral manuele) rekenwerk, en resulteert in afwijkingen die kleiner zijn dan 5% voor de gebruikte grenswaarden.

8.3.3 Implementatie van de invallende golf-randvoorwaarde

8.3.3.1 Transformatie van assenkruis

Conventioneel wordt in referentiewerken van kustwaterbouwkunde het (x',z') assenkruis geplaatst met de horizontale x' as positief van links naar rechts, en de verticale z' as positief van onder naar boven, met het nulpunt ter plaatse van het SWP (Fig. 8.6). In het berekeningsgebied van VOFbreak^2 is de definitie van het (x,y) assenkruis oorspronkelijk enigszins anders vastgelegd. De horizontale x as heeft dezelfde oriëntatie als de x' as, de verticale y as is positief van onder naar boven, maar met het nulpunt ter plaatse van de bodem. Naast de transformatie van de z' as, wordt eveneens een transformatie van de x' as doorgevoerd, zodat gemakshalve de verheffing η aan de rand op $t = 0$ s begint met $\eta = 0$, en niet met $\eta = a$. Dit laat toe de golven geleidelijk

te genereren vanuit stilstaand water. De volgende transformatieformules bij overgang van (x', z') naar (x, y) zijn bijgevolg toegepast:

$$x = x' - \frac{L}{4} \quad (8.23)$$

$$y = z' + d \quad (8.24)$$

De uitdrukkingen (8.14), (8.18), (8.19) en (8.20) voor de verheffing η , de horizontale en verticale snelheidscomponenten u en v , en de druk p respectievelijk, worden na transformatie herschreven in de volgende vorm:

$$\eta(x, t) = a \cos \theta \quad (8.25.a)$$

$$u(x, y, t) = \frac{agk}{\omega} \frac{\cosh ky}{\cosh kd} \cos \theta \quad (8.25.b)$$

$$v(x, y, t) = \frac{agk}{\omega} \frac{\sinh ky}{\cosh kd} \sin \theta \quad (8.25.c)$$

$$p(x, y, t) = a\rho_w g \frac{\cosh ky}{\cosh kd} \cos \theta - \rho_w g(y - d) \quad (8.25.d)$$

met fasefunctie:

$$\theta(x, t) = k(x + L/4) - \omega t \quad (8.25.e)$$

Fig. 8.8 toont een voorbeeld van de verheffing η (volgens (8.25.a) met $x = 0$), en de snelheden u en v (volgens resp. (8.25.b en 8.25.c) met $x = 0$, $y = 0.25$ m) in functie van de tijd gedurende één golfperiode T , voor een diepwatergolf (a) en een ondiepwatergolf (b). Deze figuur toont duidelijk het onderlinge verband tussen η , u en v . Merk op dat η en u in fase zijn en v in tegenfase. Tijdens de validatie van de invallende golf-randvoorwaarde (par. 9.4) zal hierop teruggekomen worden.

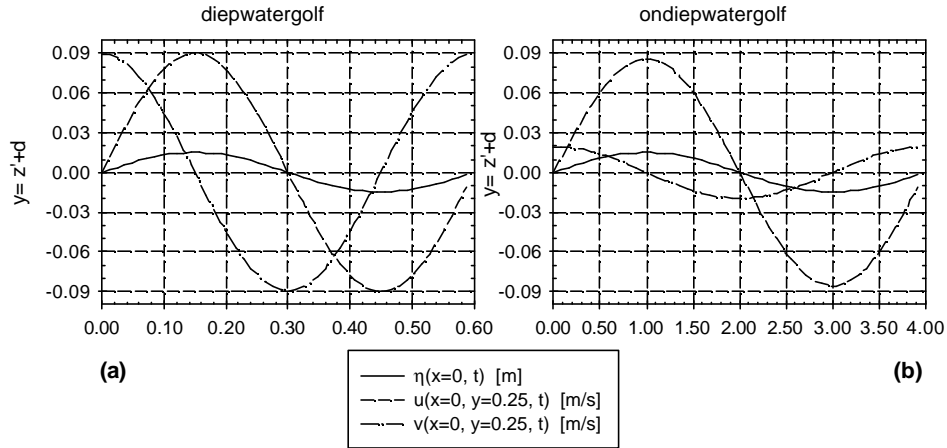


Fig. 8.8. Voorbeeld van de verheffing \mathbf{h} , en de maximale horizontale (u) en verticale (v) orbitaalsnelheden, in functie van de tijd, gedurende één golfperiode T , voor het geval van een
 (a) diepwatergolf met $H = 0.03 \text{ m}$, $T = 0.60 \text{ s}$ ($kd = 1.07\mathbf{p}$);
 (b) ondiepwatergolf met $H = 0.03 \text{ m}$, $T = 4.0 \text{ s}$ ($kd = 0.09\mathbf{p}$);
 in waterdiepte $d=0.30 \text{ m}$.

8.3.3.2 Opleggen van randvoorwaarde tijdens de berekeningslus

De invallende golf-randvoorwaarde wordt opgelegd door de snelheden $u(x, y, t)$ en $v(x, y, t)$ (vergelijkingen (8.25.b en c) resp.) op te leggen aan de fictieve rand-snelheden $u_{1+1/2, j}$ en $v_{1, j+1/2}$, en door de volumefracties $F_{1, j}$ van de fictieve rand te bepalen in functie van de verheffing $\eta(x, t)$. Fig. 8.10 toont de definitie van deze variabelen aan de fictieve linkerrand ($i=1$): snelheden u , v en volumefractie F in cel $(1, j)$. Fig. 8.9 bevat het stroomdiagram met de implementatie van de invallende golf-randvoorwaarde.

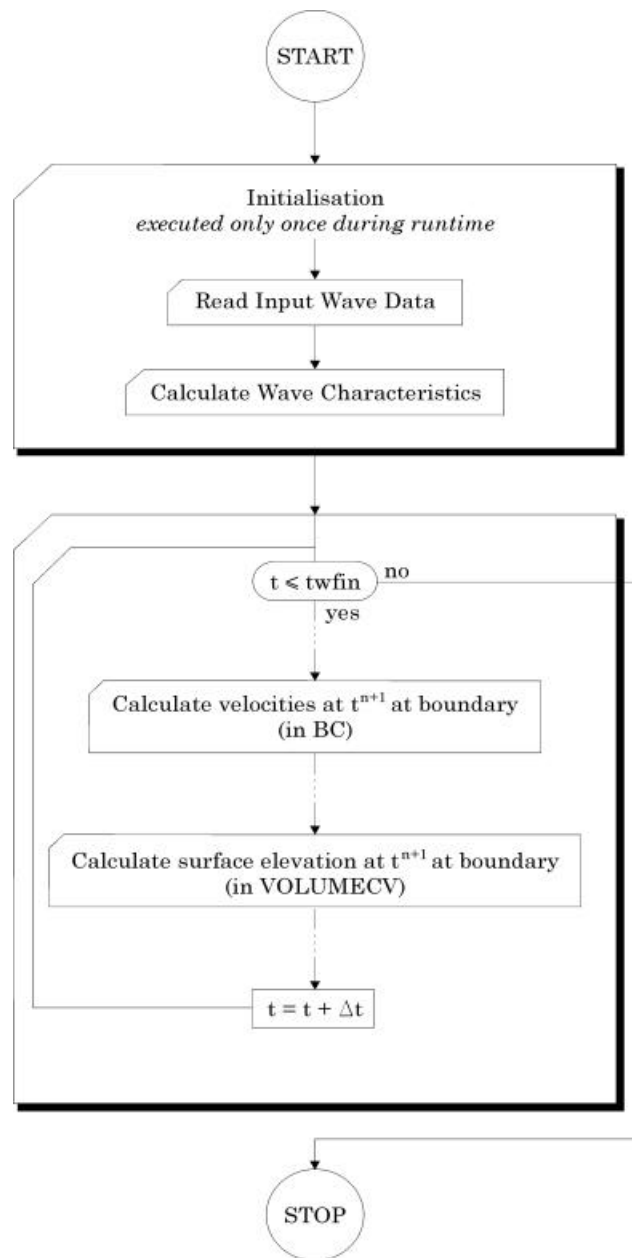


Fig. 8.9. *Stroomdiagram met de implementatie van de invallende golf-randvoorwaarde.*

Hierna volgt een korte bespreking van de belangrijkste stappen van de implementatie. Eerst is er een initialisatiefase, gevolgd door de eigenlijke berekeningsfase.

a. initialisatiefase

Na het opstarten van het programma, worden eerst alle inputvariabelen ingelezen voor de berekeningen starten. Zo worden nu ook de golfparameters, die de invallende golven karakteriseren, ingelezen ('Read Input Wave Data'): golfhoogte H , golfperiode T , en waterdiepte d (= flht). Vervolgens worden hiermee enkele afgeleide golfkarakteristieken bepaald ('Calculate Wave Characteristics'), zoals: golflengte L (m.b.v. (8.17)), golfgetal k en golfpulsatie ω .

b. berekeningsfase

Na de initialisatiefase wordt de volledige berekeningslus per tijdstap uitgevoerd (zie par. 7.1.6 voor een volledige beschrijving van alle uit te voeren subroutines tijdens één tijdstap). Tijdens de berekening van elke nieuwe tijdstap (b.v. voor $t = t^{n+1}$) moeten de verheffing en snelheden van de invallende lineaire golf eveneens berekend worden om als randvoorwaarden in de fictieve celrand op te leggen. Eerst zijn de rand-snelheden u , v op $t = t^{n+1}$ vereist tijdens de druk-snelheidsiteraties ('Calculate velocities at t^{n+1} at boundary'). Tenslotte is de rand-verheffing η nodig op $t = t^{n+1}$ (eigenlijk op $t = t^{n+3/2}$, zie par. 7.4.1) om de vloeistofconfiguratie te updaten (in 'Calculate surface elevation at t^{n+1} at boundary'). De bepaling van de volumefracties en de snelheden in de cellen van de fictieve celrand wordt hierna meer gedetailleerd uitgewerkt.

b.1 bepaling van de volumefracties in de cellen van de fictieve celrand

In de fictieve linkercelrand $i = 1$ wordt de waterhoogte $h_x^{n+1} = h(x, t^{n+1})$ op positie x en op $t = t^{n+1}$, bepaald als:

$$h_x^{n+1} = d + \eta_x^{n+1} \quad (8.26)$$

met de verheffing $\eta_x^{n+1} = \eta(x, t^{n+1})$ volgens vergelijking (8.25.a).

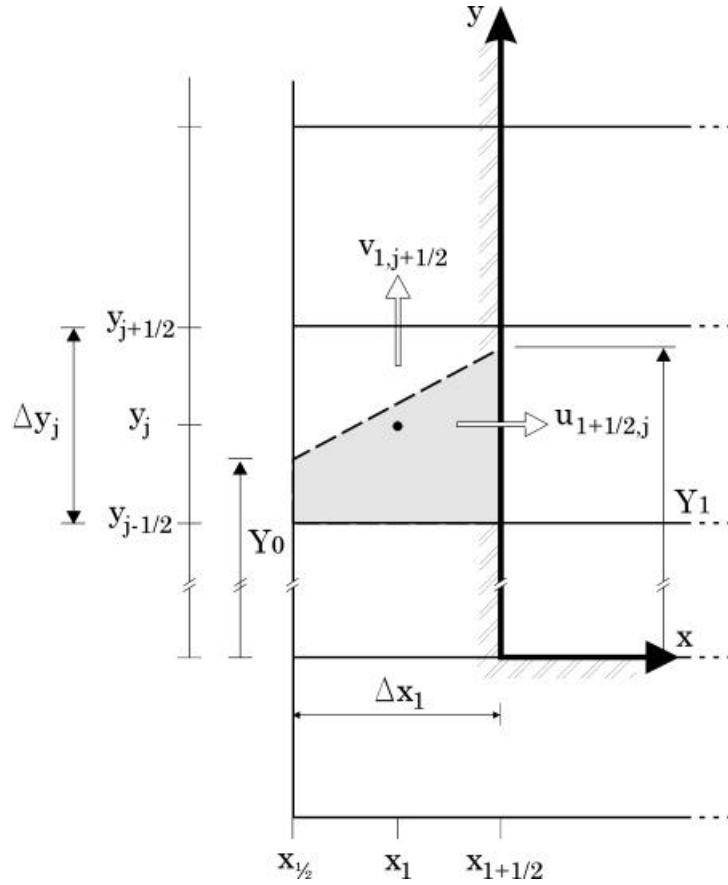


Fig. 8.10. *Fictieve linkerrand met op te leggen randvoorwaarden voor fictieve rand-snelheden $u_{1+1/2,j}$ en $v_{1,j+1/2}$, en volume-fractie $F_{1,j}$ in cel $(1,j)$.*

In Fig. 8.10 is de situatie geschetst voor een veel voorkomend geval. Stel dat het vrij oppervlak van de invallende golf op $t = t^{n+1}$ in cel $(1, j)$ gelokaliseerd is. De helling van het wateroppervlak in deze cel is bepaald door de waterhoogtes Y_0 en Y_1 aan beide randen van de cel, namelijk in respectievelijk $x = x_{1/2}$ en in $x = x_{1+1/2}$, met:

$$Y0 = h_{1/2}^{n+1} = d + \eta_{1/2}^{n+1} \quad (8.27)$$

$$Y1 = h_{1+1/2}^{n+1} = d + \eta_{1+1/2}^{n+1} \quad (8.28)$$

Zodra $Y0$ en $Y1$ bepaald zijn, kan de volumefractie $F_{1,j}$ in cel $(1, j)$ bepaald worden uit de oppervlakte van de cel onder het wateroppervlak:

$$F_{1,j} = \frac{\frac{1}{2}[(Y0 - y_{j-1/2}) + (Y1 - y_{j-1/2})]\Delta x_1}{\Delta x_1 \Delta y_j} \quad (8.29)$$

of, na vereenvoudiging:

$$F_{1,j} = \frac{Y0 + Y1 - 2y_{j-1/2}}{2\Delta y_j} \quad (8.30)$$

Merk op dat hierbij impliciet verondersteld wordt dat de fictieve celrand ($i = 1$) niet poreus kan zijn, d.w.z.:

$$n_{1,j} = 1 \quad 2 \leq j \leq j_{\max} \quad (8.31)$$

In het geval deze celrand toch met een bepaalde porositeit $n_{1,j} < 1$ moet gesimuleerd worden, volstaat het de formulering (8.30) voor de volumefractie in het programma VOFbreak² aan te passen tot:

$$F_{1,j} = \frac{Y0 + Y1 - 2y_{j-1/2}}{2n_{1,j} \Delta y_j} \quad (8.32)$$

Deze aanpassing is analoog aan de vereiste aanpassing voor het donor-acceptorflux algoritme voor poreuze stroming: het beschikbare volume voor water reduceert immers met factor n (zie par. 8.2.2).

Automatische routines zijn in het programma VOFbreak² verwerkt voor de bepaling van $F_{1,j}$ voor alle mogelijke geometrische configuraties van het vrij

wateroppervlak in cel $(1, j)$. Voor details van deze 'boekhoudkundige' berekeningen wordt verwezen naar de broncode van de module `volume cv.c`.

Voor alle cellen die volledig onder water zitten, geldt logischerwijze:

$$F_{1,k} = 1 \quad 2 \leq k < j \quad (8.33)$$

en voor alle cellen boven water geldt:

$$F_{1,k} = 0 \quad j < k \leq j_{\max} \quad (8.34)$$

Deze volume fracties (8.30), (8.33) en (8.34) worden opgelegd als nieuwe randvoorwaarde voor de invallende golf.

b.2 Bepaling van de snelheidscomponenten in de cellen van de fictieve celrand

Ook de horizontale en verticale snelheden $u_{1+1/2,j}$ en $v_{1,j+1/2}$ moeten worden bepaald volgens de karakteristieken van de invallende golf. De cel met het vrij wateroppervlak is gekend van de vorige stap *b.1*. Voor alle cellen onder water gelden de snelheden (8.25.b) en (8.25.c) uit de lineaire theorie:

$$u_{1+1/2,k} = u(x_{1+1/2} = 0, y_k, t^{n+1}) \quad 2 \leq k < j \quad (8.35)$$

$$v_{1,k+1/2} = v(x_1 = -\frac{\Delta x_1}{2}, y_{k+1/2}, t^{n+1}) \quad 2 \leq k < j \quad (8.36)$$

Voor alle cellen boven water geldt:

$$u_{1+1/2,k} = 0 \quad j < k \leq j_{\max} \quad (8.37)$$

$$v_{1,k+1/2} = 0 \quad j < k \leq j_{\max} \quad (8.38)$$

Bovendien is het volgende algoritme ingebouwd voor een cel met vrij wateroppervlak. Als $Y1$ zich bevindt boven de positie waar de snelheid $u_{1+1/2,j}$ gedefinieerd is, wordt voor de berekening van $u_{1+1/2,j}$ de correcte waarde

y_j gebruikt in vergelijking (8.25.b). Als $Y1$ zich onder deze positie bevindt, dan wordt voor de berekening van $u_{1+1/2,j}$, de hoogte $Y1$ gebruikt. De verticale snelheid $v_{1,j+1/2}$ wordt gelijk gesteld aan de snelheid ter plaatse van de 'gemiddelde waterhoogte' $\frac{1}{2}(Y0 + Y1)$ in de cel.

Tenslotte geldt voor de druk in de cellen onder water:

$$p_{1,k} = p_{2,k} \quad 2 \leq k < j \quad (8.39)$$

en boven water:

$$p_{1,k} = 0 \quad j < k \leq j_{\max} \quad (8.40)$$

Deze invallende golf-randvoorwaarden aan de linkerrand zijn in het computerprogramma in te stellen als type WL = 6 .

Er wordt opgemerkt dat een eenvoudiger -doch minder nauwkeurig- algoritme kan opgesteld worden, gebaseerd op de veronderstelling dat het wateroppervlak in de fictieve celrand steeds horizontaal staat (Fig. 8.11). Anders geformuleerd, informatie over de lineaire golven wordt slechts opgelegd in positie $x = x_{1+1/2}$, en niet meer in positie $x = x_{1/2}$. Bijgevolg wordt het algoritme gereduceerd tot het speciale geval: $Y0 = Y1$. De volume fractie $F_{1,j}$ in cel (1, j) reduceert van de vorm (8.30) tot:

$$F_{1,j} = \frac{Y1 - y_{j-1/2}}{\Delta y_j} \quad (8.41)$$

en is bijgevolg minder nauwkeurig bepaald. De fout op $F_{1,j}$ wordt groter naarmate de helling van het vrij wateroppervlak en de celafmetingen groter zijn.

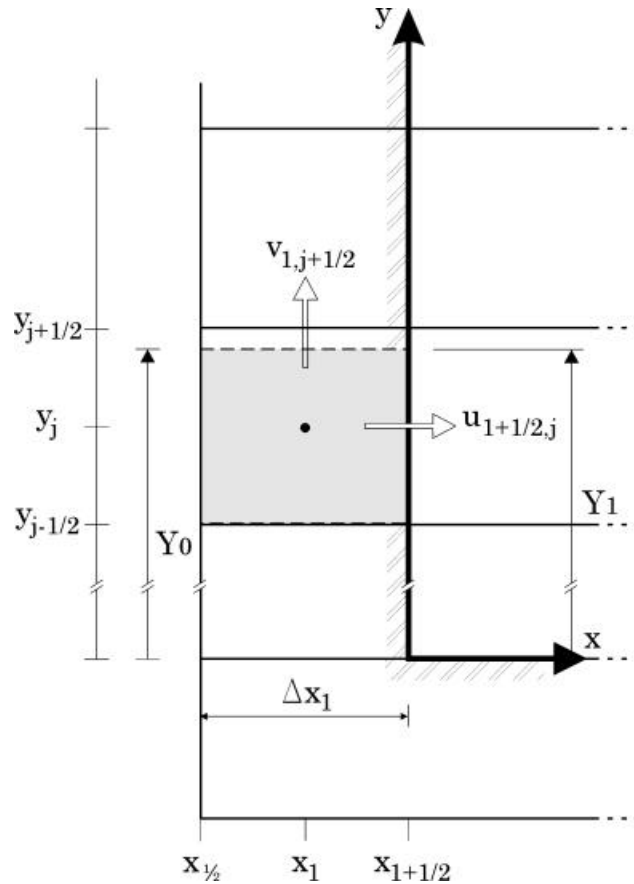


Fig. 8.11. *Fictieve linkerrand met op te leggen randvoorwaarden voor fictieve rand-snelheden $u_{1+1/2,j}$ en $v_{1,j+1/2}$, en volume-fractie $F_{1,j}$ in cel $(1,j)$, voor het speciale geval waarbij het vrij wateroppervlak horizontaal is ($Y_0 = Y_1$).*

8.3.3.3 Invallende golf-randvoorwaarde aan rechterrond van het berekeningsgebied

Het is uiteraard mogelijk om deze invallende golf-randvoorwaarde eveneens aan de rechter fictieve celrand ($i = \text{imax}$) op te leggen. In het programma gebeurt dit door $WR = 6$ in te stellen. Het hiervoor voorgestelde principe van

de golf-randvoorwaarde is volledig analoog toe te passen. De voortplantingsrichting van de golf is evenwel in tegengestelde richting (negatieve x-richting), zodat de fasefunctie $\theta_R(x, t)$ (met index R) nu geschreven is als:

$$\theta_R(x, t) = k(x + L/4) + \omega t \quad (8.42)$$

De uitdrukkingen voor de lineaire golfverheffing en -snelheden zijn in dit geval te herleiden tot:

$$\eta_R(x, t) = a \cos \theta_R \quad (8.43.a)$$

$$u_R(x, y, t) = -\frac{agk}{\omega} \frac{\cosh ky}{\cosh kd} \cos \theta_R \quad (8.43.b)$$

$$v_R(x, y, t) = -\frac{agk}{\omega} \frac{\sinh ky}{\cosh kd} \sin \theta_R \quad (8.43.c)$$

Let op het min-teken in de uitdrukkingen voor de snelheden. Deze verheffing en snelheden (8.43) worden opgelegd in de fictieve rechtercelrand ($i = i_{\max}$), Fig. 8.12. De helling van het wateroppervlak in de cel (i_{\max}, j) is bepaald door de waterhoogtes $Y0R$ en $Y1R$ aan beide randen van deze cel, in respectievelijk $x = x_{i_{\max}-1/2}$ en in $x = x_{i_{\max}+1/2}$. Met behulp van $Y0R$ en $Y1R$ in plaats van $Y0$ en $Y1$ in vergelijking (8.30) kan de volumefractie $F_{i_{\max}, j}$ van de oppervlak-cel in de fictieve rechtercelrand bepaald worden als:

$$F_{i_{\max}, j} = \frac{Y0R + Y1R - 2y_{j-1/2}}{2\Delta y_j} \quad (8.44)$$

Verder worden (op volledig analoge wijze als voor de fictieve linkerrand) nog de fictieve randsnelheden $u_{i_{\max}-1/2, j}$ en $v_{i_{\max}, j+1/2}$ met behulp van (8.43.b) en (8.43.c) bepaald.

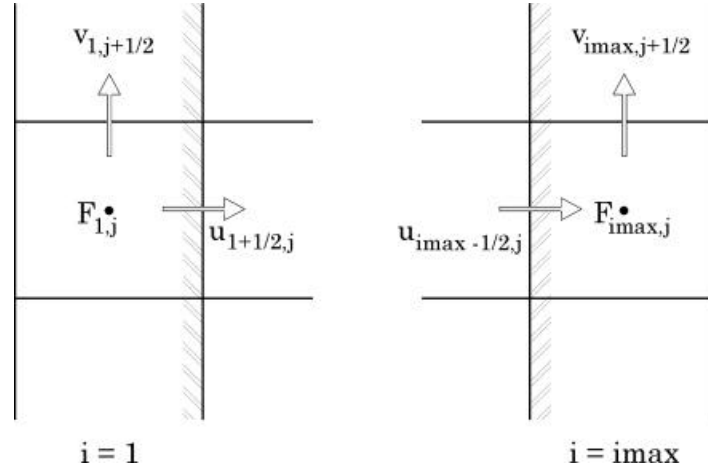


Fig. 8.12. *Fictieve rechterraand met op te leggen randvoorwaarden voor fictieve rand-snelheden $u_{imax-1/2,j}$ en $v_{imax,j+1/2}$, en volumefractie $F_{imax,j}$ in cel $(imax, j)$, naar analogie met de invallende golf randvoorwaarde aan de fictieve linkerrand..*

8.3.3.4 Geleidelijke aangroei

Tijdens de beginfase van de golfgeneratie, groeit de verheffing van de invallende golf geleidelijk aan vanaf 0 tot volledige uitwijking gedurende een bepaalde duurtijd T_s . In Fig. 8.13 is deze geleidelijke aangroei van de gerealiseerde verheffing η_{real} samen met de theoretische verheffing η_{inc} van de invallende golf getekend in functie van de tijd. De golfperiode van de invallende golf bedraagt $T = 1.0$ s, de golfhoogte $H = 1.0$ m. De duurtijd tijdens dewelke de golf aangroeit tot maximale amplitude bedraagt $T_s = 5.0$ s.

Deze zachte aanloop vermijdt het ontstaan van 'schokgolven' (E: transients) in de golfgoot ten gevolge van het bruuske, discontinue verloop van de verheffing van stil water stand naar volledig ontwikkelde sinusvormige golfbeweging. Het is bovendien een gekend fenomeen in een golfgoot (Madsen, 1970) dat de eerste golven, in een golfrein die gegenereerd wordt door een schot dat uit

rust plots - zonder geleidelijke aangroei - zijn periodische beweging inzet, groter zijn. Dit dient eveneens vermeden te worden.

In VOFbreak² wordt daarom gebruik gemaakt van de 'groeifunctie' $S(t)$ (E: smoothing function, ramping function) om een geleidelijke golfaangroei te bekomen:

$$S(t) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{2\pi}{T_s} t - \pi \right) \right] \quad (8.45)$$

Het verloop van deze functie $S(t)$ 'groeit' van 0 naar 1 in een duurtijd T_s , gewoonlijk 1 tot 5 golfperiodes lang, en heeft een horizontale raaklijn voor $t = 0$ en $t = T_s$ (Fig. 8.13). Deze groeifunctie $S(t)$ wordt vermenigvuldigd met de originele -theoretische- invallende golfverheffing η_{inc} , zodat de gerealiseerde verheffing η_{real} een langzame toename van de amplitude verkrijgt.

De afgeleide functie van $S(t)$ (8.45) is:

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{\pi}{T_s \cosh^2 \left(\frac{2\pi}{T_s} t - \pi \right)} \quad (8.46)$$

en vertoont een maximale waarde $\frac{dS(t)}{dt} = \frac{\pi}{T_s}$ voor $t = \frac{1}{2} T_s$.

In de subroutine van de invallende golf-randvoorwaarde in het programma VOFbreak² worden de verheffing η en de snelheidscomponenten (u , v) van de invallende golven vermenigvuldigd met deze functie $S(t)$ om de geleidelijke aangroei te implementeren.

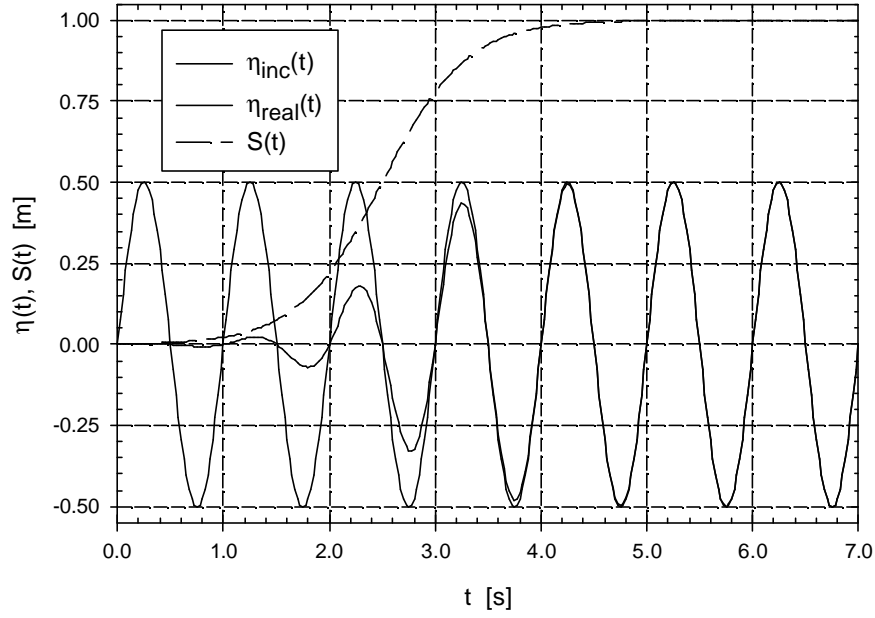


Fig. 8.13. *Geleidelijke aangroei van de gerealiseerde invallende golf met verheffing η_{real} , met -ter vergelijking- de oorspronkelijke invallende golfverheffing η_{inc} . De groeifunctie $S(t)$ heeft een verloop tussen 0 en 1 binnen de duurtijd $T_s = 5.0$ s.*

In de literatuur zijn andere voorbeelden van groeifuncties bij numerieke golfgeneratie te vinden. Mayer et al. (1998) gebruiken:

$$S_M(t) = \frac{t}{T_s} - \frac{1}{\pi} \sin\left(\pi \frac{t}{T_s}\right) \quad (8.47)$$

voor $0 < t < T_s$.

Brorsen en Helm-Petersen (1998) stellen voor:

$$S_B(t) = 1 - \exp\left(-2 \frac{t}{T_s}\right) \quad (8.48)$$

Voor de sturing van het golfschot van de golfgoot van de Afdeling Weg- & Waterbouwkunde wordt gebruik gemaakt van een functie die courant gebruikt wordt bij het bepalen van golfspectra (E: cosine window taper) (zie Bijlage C):

$$S_G(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{T_s} t\right) \right] \quad (8.49)$$

Fig. 8.14.a toont het verloop van de voorgaande groeifuncties $S(t)$, $S_M(t)$, $S_B(t)$ en $S_G(t)$ voor een duurtijd van $T_s = 3.0$ s (merk op dat $T_s = 1.5$ s vereist is voor $S_B(t)$ om de waarde 1 te bereiken na 3.0 s). Voor $t > 3.0$ s blijft het verloop van alle groeifuncties constant met waarde 1. Daarnaast toont Fig. 8.14.b het verloop van de corresponderende afgeleide functies van deze groeifuncties. Onderzoek van de afgeleide functies laat toe het al dan niet vloeiende -of continue- karakter van de groeifuncties te bekijken.

Uit Fig. 8.14 blijkt dat de groeifunctie $S_B(t)$ (8.48) een discontinue start op $t = 0$ heeft, en bijgevolg niet voldoet aan het criterium van 'geleidelijke continue aangroei'. Bovendien sluit $S_B(t)$ niet perfect aan bij de waarde 1 op $t = 3.0$ s. $S_M(t)$ bezit een zeer geleidelijke aangroei vanaf $t = 0$ s, maar heeft geen horizontale raaklijn voor $t = 3.0$ s, wat een discontinuïteit veroorzaakt. De groeifuncties $S(t)$ en $S_G(t)$ blijken het meeste geschikt. Deze functies groeien beide zeer geleidelijk aan, en na een maximale toename (of helling van de groeifunctie) op $t = 1.5$ s, neemt de toename weer af tot de waarde 0 op $t = 3.0$ s. $S_G(t)$ bezit evenwel geen horizontale raaklijn in $t = 0$ s en $t = 3.0$ s. In het kader van dit proefschrift is tenslotte gekozen voor de meest geschikte groeifunctie $S(t)$.

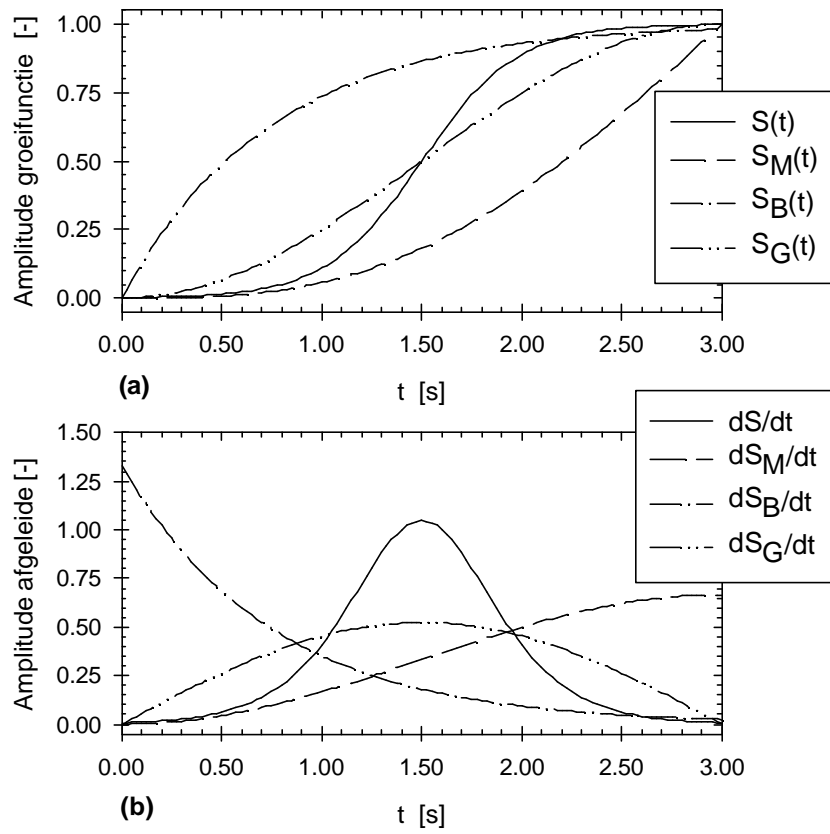


Fig. 8.14. (a) Verloop van de groeifuncties $S(t)$, $S_M(t)$ en $S_G(t)$ voor een duurtijd van $T_s = 3.0$ s, en van $S_B(t)$ voor $T_s = 1.5$ s. (b) Verloop van de corresponderende afgeleide functies.

8.3.4 Andere methodes voor golfgeneratie

8.3.4.1 Snelheidsprofiel van golfschot

Naast de opgelegde verheffing (8.25.a) en snelheidsprofielen (8.25.b) en (8.25.c) van de invallende lineaire golven, kunnen nog ander snelheidsprofielen opgelegd worden. Inspiratie kan geput worden uit andere, veelgebruikte toepassingen. Het meest interessante voorbeeld is, naar analogie met de conventionele golfgeneratie in een fysische golfgoot, het opleggen van een uniform horizontaal snelheidsprofiel $u(t)$ van een golfschot van het piston-type.

Voor elke cel van de fictieve celrand die onder water staat, geldt in dit geval dat het waterdeeltje dat het golfschot raakt, dezelfde horizontale uitwijkingssnelheid heeft als het schot:

$$u(x_{1+1/2}, t) = \frac{dX(t)}{dt} \quad (8.50)$$

met $X(t)$ de uitwijking van het golfschot t.o.v. de nulstand. In Bijlage E wordt de beweging van het golfschot, en de relatie met de gegenereerde golven, uitvoerig besproken. Zodra $X(t)$ bepaald is, b.v. voor de periodieke schotbeweging:

$$X(t) = e \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \quad (E.1)$$

met schotamplitude (of slag) e en periode T , wordt de horizontale snelheidscomponent u aan de rand van het berekeningsgebied m.b.v. (8.50) bepaald. Verder gelden 'geen-kleef' randvoorwaarden (7.43) voor de verticale snelheidscomponent, de druk en de volumefractie. Dit type randvoorwaarde is relatief eenvoudig te implementeren, en verschaft de mogelijkheid een snelheidsprofiel identiek aan het in de goot opgelegde profiel te genereren, zodat een optimale vergelijking met experimenten in de fysische golfgoot mogelijk wordt.

Er zijn echter een aantal belangrijke nadelen verbonden aan dit type van golfgeneratie. Er is geen goede controle over het gewenste -exacte- snelheidsprofiel van de lineaire golf aan de rand van het berekeningsgebied. Bovendien treden de gekende neveneffecten van schotgeneratie op, zoals de aanwezigheid van (in dit geval ongewenste) staande golven vóór schot. Deze

zorgen ervoor dat de goot langer moet zijn, aangezien de zone met de staande golven niet bruikbaar is.

8.3.4.2 Brongeneratie

Brongeneratie (E: source generation) is een andere methode om golven te genereren. Met deze methode worden de golven gegenereerd in het berekeningsgebied zelf, en niet aan de rand. Het principe berust op het toevoegen van extra volume water in het berekeningsgebied, overeenkomstig met het volume van de te genereren golf.

Brongeneratie is een gekende numerieke techniek b.v. in potentiaalmodellen (Brorsen en Larsen, 1987), in Boussinesq modellen (Wei en Kirby, 1995) en mild slope modellen (Lee en Suh, 1998, Troch, 1998). Zelfs in VOFmodellen (Iwata et al., 1996, en recenter Lin en Liu, 1998) wordt deze techniek populair omwille van zijn eenvoud. Het voordeel van brongeneratie is dat deze generatietechniek geen interactie vertoont met de gereflecteerde golven, die dan aan de rand van het berekeningsgebied kunnen geabsorbeerd worden m.b.v. een numerieke sponslaag. Er zijn echter twee dergelijke sponslagen nodig aan beide randen van het berekeningsgebied, wat heel wat plaatsruimte in beslag neemt.

Het inwerken van de brongeneratie in de NS vergelijkingen is relatief eenvoudig (Lin en Liu, 1998): de 'bron'-functie $s(x, y, t)$ wordt toegevoegd aan het rechterlid van de continuïteitsvergelijking (2.40.c). Dit impliceert dat in de cellen waar de bron gelokaliseerd is, de discretisatie (7.15) eveneens met de bronfunctie vervolledigd wordt, zodat de definitie van de divergentie $S_{i,j}$ gewijzigd wordt in deze cellen. Het functievoorschrift voor $s(x, y, t)$ kan opgesteld worden voor elke gewenste golftheorie. In het kader van dit proefschrift zal de brongeneratie techniek niet toegepast worden.

8.3.5 Uitbreidingen van de invallende golf-randvoorwaarde

8.3.5.1 Probleem van de 'open rand'-voorwaarde

In hoofdstuk 6 is reeds de problematiek geschetst van de gereflecteerde golfrein die doorheen de 'open rand' van het berekeningsgebied dient te lopen om de interactie tussen invallende golfrein en structuur niet te beïnvloeden. In het kader van dit proefschrift is deze problematiek opgelost door een nieuw type randvoorwaarde te ontwikkelen, dat een gecombineerde golfgeneratie en -

absorptie verwezenlijkt. Het systeem, AWAVOF genaamd, is gebaseerd op het gebruik van digitale filters in het tijdsdomein, en is reeds uitgebreid voorgesteld in hoofdstuk 6 wat de theoretische aspecten ervan betreft. De praktische implementatie van het systeem wordt hierna afzonderlijk in par. 8.5 van dit hoofdstuk besproken.

8.3.5.2 Niet-lineaire eigenschappen: de Stokes drift

Een aantal grootheden hebben hun oorsprong volledig in de lineaire golftheorie, maar zijn niet-lineair in de betekenis dat ze correct zijn tot tweede orde in H (of ka). Een klassiek voorbeeld is de golfenergie E (de totale gemiddelde energie per eenheidsoppervlakte), (Sorensen, 1997):

$$E = \frac{1}{8} \rho_w g H^2 \quad (8.51)$$

Een andere niet-lineaire grootheid is de zgn. Stokes drift of het netto massatransport van het water in de voortplantingsrichting van de golf (Dean en Dalrymple, 1991). Voor een punt dat zich steeds onder water bevindt, geldt de lineaire theorie, en is de beweging van een waterdeeltje in dit punt ellipsvormig. Voor een punt tussen top en dal van de golf is de lineaire theorie niet geldig, maar kan de snelheid bepaald worden met behulp van b.v. een Taylorontwikkeling (nauwkeurig tot 2^e orde). Uit deze benadering van de horizontale snelheidscomponent u blijkt dat de snelheid aan de top van de golf groter is dan in het dal. Deze snelheidsasymmetrie duidt op een netto transport van water in de richting van de golf, en kan tevens experimenteel waargenomen worden. Concreet betekent dit dat het genereren van een lineaire golf aan de rand aanleiding geeft tot een continue instroom van massa in het berekeningsgebied.

De tijdsgemiddelde (over een periode T) en over de hoogte gemiddelde (van bodem tot wateroppervlak) Stokes drift snelheid is (Dean en Dalrymple, 1993):

$$U_{\text{Stokes}} = \frac{E}{C \rho_w d} = \frac{g H^2}{8 C d} \quad (8.52)$$

met C de celeriteit van de lineaire golf, en d de waterdiepte. Het netto massatransport is dus eveneens correct tot tweede orde in H , vandaar de niet-lineaire eigenschap. In principe dient deze Stokes drift snelheid van de horizontale snelheidscomponent u (8.25.b) van de invallende golf afgetrokken

te worden om de eventuele toename van massa in het berekeningsgebied te neutraliseren.

De Stokes drift wordt verondersteld voorlopig niet belangrijk te zijn wegens het beperkte effect. Dit fenomeen is pas echt belangrijk bij het genereren van zeer lange tijdreeksen in de numerieke goot, of voor grote golven in zeer ondiep water.

8.3.5.3 Onregelmatige golven

Generatie van onregelmatige golven is in principe een eenvoudige uitbreiding van lineaire golfgeneratie. In dit geval worden de verheffing η , en de snelheden u en v berekend als een superpositie van N lineaire golfcomponenten die het spectrum van de onregelmatige golftrein samenstellen. Voorlopig echter is het genereren van onregelmatige golven minder relevant zolang de numerieke goot niet uitgebreid getest is met regelmatige golven, en zolang de numerieke oplossingsmethoden niet verbeterd worden m.b.t. de rekensnelheid. Verder wordt de onregelmatige golfgeneratie in dit proefschrift dan ook niet beschouwd.

8.3.5.4 Niet-lineaire golven

Hoewel de lineaire golftheorie een eenvoudige mathematische behandeling verschaft, is deze slechts een goede benadering van een werkelijke regelmatige golf voor beperkte relatieve diepte d/L en steilheid H/L . Het Ursel getal, Ur [-], gedefinieerd als verhouding van de steilheid tot het kwadraat van de relatieve waterdiepte:

$$Ur = \frac{H/d}{(d/L)^2} = \frac{L^2 H}{d^3} \quad (8.53)$$

wordt veelal gebruikt om een golftheorie aan te duiden voor een golf met gegeven lengte L en hoogte H in waterdiepte d (SPM, 1984). Kleine waarden voor Ur duiden op een lineaire golf. Grote waarden voor Ur duiden op een lange golf met grote amplitude in ondiep water, die een niet-lineaire golftheorie voor de beschrijving van zijn golfkarakteristieken vereist. Hierna wordt een summier overzicht gegeven van de niet-lineaire golftheorieën, met het oog op verder gebruik in de volgende hoofdstukken.

3.5.4.1 Stokes golftheorie voor diep water

Stokes (1847) heeft een perturbatie theorie opgesteld om de lineaire oplossing van de Laplace vergelijking (2.22) te verbeteren. De perturbatie ontwikkeling voor de snelheidspotential ϕ van n^e orde wordt geschreven als:

$$\phi = \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2 + \dots + \varepsilon^n \phi_n \quad (8.54)$$

met perturbatie-parameter $\varepsilon = ka$. Elke volgende term in deze ontwikkeling is een factor van orde ka kleiner dan de voorgaande term. ϕ_1 is de snelheidspotential van de eerste orde (volgens de lineaire theorie, vergelijking (8.13)), ϕ_2 van de tweede orde, enz... Het gebruik van alle termen tot orde n leidt tot de n^e orde (*niet-lineaire*) *Stokes theorie*. Elke hogere orde theorie is een bijkomende correctie op de lagere orde, en het resultaat is een betere overeenkomst met geobserveerde golven in de natuur. Veel toegepast zijn Stokes 2^e orde en Stokes 5^e orde theorie (SPM, 1984). Er wordt verwezen naar b.v. Sobey et al. (1988) voor meer details i.v.m. Stokes golven. In VOFbreak² is de 2^e orde Stokes golftheorie geïmplementeerd, zoals verder beschreven in par. 5.5.4.4.

3.5.4.2 Cnoidale golftheorie voor ondiep water

Voor $Ur > 79$ (of $kd < 0.78$, dus in ondieper water) is de Stokes theorie niet meer geldig (SPM, 1984), omwille van de verminderde frequentiedispersie in ondieper water. Twee andere perturbatie-parameters worden nu gebruikt: de niet-lineariteit parameter $\varepsilon^* = a/d$, en de dispersieparameter $\mu^* = d/L$, en leiden naar de niet-lineaire ondiep water vergelijkingen (E: non linear shallow water equations - SWE). Een welgekende vorm hiervan zijn de *Boussinesq vergelijkingen* (Mei, 1991; Whitam, 1974). De meest elementaire oplossing van deze Boussinesq vergelijkingen is de *eenling golf* (E: solitary wave), met slechts één kruin en een verheffing volledig boven het SWP. De eenling golf is een translatiegolf, in tegenstelling tot alle andere golftheorieën die oscillatiegolven beschrijven. De *cnoidale golftheorie* is eveneens gebaseerd op de Boussinesq vergelijkingen, maar is beperkt tot golven in slechts één voortplantingsrichting, en geldt vanaf $Ur > 20$. Voor zeer lange golven reduceert de cnoidale theorie tot de eenling theorie.

Boussinesq vergelijkingen worden momenteel zeer uitgebreid bestudeerd. Waar de originele formulerings slechts geldig zijn in ondiep water (Peregrine, 1967), worden vandaag de limieten steeds verder uitgebreid naar dieper water, door hogere orde termen voor niet-lineariteit ε^* en dispersie μ^* te

weerhouden in de vergelijkingen (Madsen en Schäffer, 1998). In Madsen en Schäffer's overzicht (1999), dat beschouwd kan worden als hét actuele referentiewerk, worden alle gekende verschillende formuleringen besproken en geanalyseerd op hun nauwkeurigheid m.b.t. de dispersie karakteristieken.

De eenling golftheorie wordt in dit proefschrift gebruikt bij de validatie van de numerieke golfgoot met sterk niet-lineaire golven (par. 9.4.3).

3.5.4.3 Fenton's Fourier benaderingsmethode

De Fourier benaderingsmethode van Fenton (1999) lost *op numerieke wijze* de Laplace vergelijking (2.22) op met de volledige niet-lineaire randvoorwaarden. Deze methode, Fenton's theorie genaamd, maakt gebruik van een Fourier reeks (tot orde n) van de stroomfunctie $\Psi(x, y, t)$. Deze stroomfunctie is de orthogonale functie van de snelheidspotentiaal $\Phi(x, y, t)$. De coëfficiënten van de termen van de Fourier reeks worden bepaald door te voldoen aan de randvoorwaarden en de dispersie relatie. Fenton's theorie is bruikbaar voor zowel diep water als ondiep water golven, waar andere theorieën beperkt zijn tot één van beide. Zo definieert Fenton (CEM, 1996), aan de hand van experimentele gegevens en op basis van vergelijking van zijn theorie met cnoidale en Stokes theorieën, dat de golflengte L_F , bepaald via:

$$\frac{L_F}{d} = 21.5 \exp\left(-1.87 \frac{H}{d}\right) \quad (8.55)$$

de grens aanduidt voor de gebieden waar Stokes en cnoidale theorie geldig zijn. De cnoidale theorie moet gebruikt worden voor golflengtes groter dan L_F (in ondieper water), de Stokes theorie voor kortere golflengtes (in dieper water). Fenton's theorie daarentegen is bruikbaar voor alle golflengtes (en dus in ondiep water, in het overgangsgebied en in diep water). Zelfs voor sterk niet-lineaire golven zoals golven die bijna breken, levert deze methode nauwkeurige resultaten. Een computer programma dat deze methode bevat, is door Fenton (1988) gepubliceerd.

Als conclusie kan men stellen dat, daar waar de niet-lineaire golftheorieën zoals de Stokes, cnoidale en eenling golftheorie, historisch gezien geleidelijk aan ontwikkeld werden om een betere beschrijving van (regelmatige) golven te verschaffen, deze heden ten dage verdrongen (zullen) worden door de Fourier benaderingsmethode van Fenton. Het is duidelijk dat deze methode eveneens

heel geschikt blijkt om de invallende niet-lineaire golf voor te schrijven als randvoorwaarde voor VOFbreak².

3.5.4.4 Toepassing van Stokes 2^e orde theorie in VOFbreak²

In het eenvoudigste geval van uitbreiding van de lineaire golfgeneratie naar Stokes 2^e orde theorie, geldt voor resp. de verheffing en de orbitaalsnelheden, met $\varepsilon = ka_1$ (Dean en Dalrymple, 1991):

$$\eta(x, t) = a_1 \cos \theta + \varepsilon a_2 \cos 2\theta \quad (8.56.a)$$

$$u(x, y, t) = u_1 \cos \theta + \varepsilon u_2 \cos 2\theta \quad (8.56.b)$$

$$v(x, y, t) = v_1 \sin \theta + \varepsilon v_2 \sin 2\theta \quad (8.56.c)$$

met reeds gekende lineaire amplitudes a_1 , u_1 en v_1 (zie resp. (8.25.a), (8.25.b) en (8.25.c)):

$$a_1 = \frac{H}{2} \quad (8.57)$$

$$u_1 = \frac{a_1 g k}{\omega} \frac{\cosh ky}{\cosh kd} \quad (8.58)$$

$$v_1 = \frac{a_1 g k}{\omega} \frac{\sinh ky}{\cosh kd} \quad (8.59)$$

en 'nieuwe' tweede orde amplitudes:

$$a_2 = \frac{a_1}{4} \frac{\cosh kd}{\sinh^3 kd} (2 + \cosh 2kd) \quad (8.60)$$

$$u_2 = \frac{3}{4} a_1 \omega \frac{\cosh 2ky}{\sinh^4 kd} \quad (8.61)$$

$$v_2 = \frac{3}{4} a_1 \omega \frac{\sinh 2ky}{\sinh^4 kd} \quad (8.62)$$

Fig. 8.15 toont de invloed van de tweede orde termen, voor het geval van de diepwatergolf met $H = 0.03$ m, $T = 0.60$ s, in waterdiepte $d = 0.30$ m (zelfde

golfkarakteristieken als bij het voorbeeld uit Fig. 8.7 (a) en Fig. 8.8 (a)). In Fig. 8.15 (a) wordt de verheffing $\eta(x=0, t)$ (8.56.a) met resp. de eerste orde term $a_1 \cos\theta$, en de tweede orde term $\epsilon a_2 \cos 2\theta$, gedurende één golfperiode getoond.

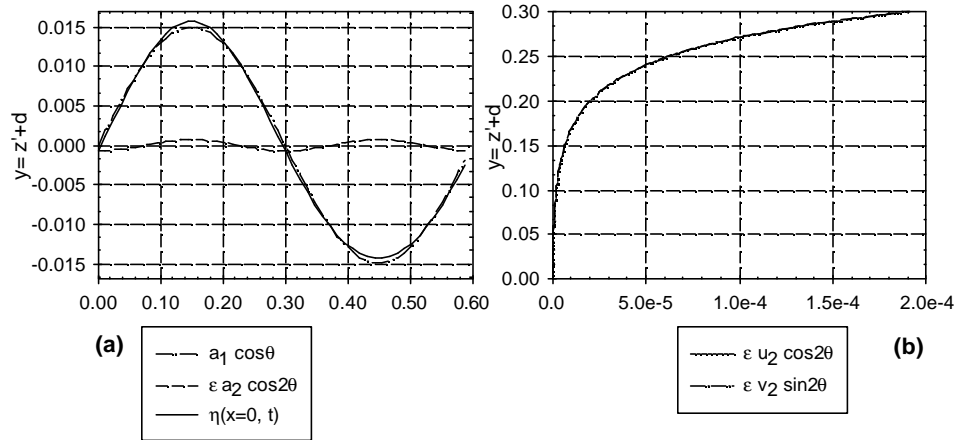


Fig. 8.15. (a) Verloop van de verheffing $\eta(x=0, t)$ in functie van de tijd, gedurende één golfperiode, met eerste en tweede orde componenten, voor het geval van een Stokes 2^e orde golf met $H = 0.03$ m, $T = 0.60$ s, in waterdiepte $d = 0.30$ m.
 (b) Profiel van de maximale tweede orde snelheidstermen $\epsilon u_2(x=0, y, t=T/4)$ en $\epsilon v_2(x=0, y, t=T/8)$ over de diepte y voor dezelfde 2^e orde Stokes golf.

Het verloop van de eerste orde term is logischerwijze identiek aan het verloop van de verheffing van de lineaire golf in Fig. 8.8 (a). De tweede orde term heeft een gehalveerde periode, zodat uiteindelijk de totale verheffing (8.56.a) van de 2^e orde Stokes golf een hogere kruin, en een minder laag dal heeft.

In Fig. 8.15 (b) zijn de maximale (positieve) tweede orde snelheidsprofielen getekend voor u en v . Deze profielen dienen (uiteraard met de gepaste fasehoek) gesuperponeerd te worden op de snelheidsprofielen van de lineaire golf uit Fig. 8.7 (a). Hier is duidelijk te merken dat het tweede orde effect voor

de snelheden zich voornamelijk situeert net onder het S.W.P., in de zone tussen S.W.P. ($y = 0.30$ m) en $y = 0.20$ m, i.e. in het hoogste derde van de waterdiepte. Deze belangrijke vaststelling zal de keuze van het punt waar de snelheidsmetingen voor het actieve absorptiesysteem AWAVOF plaatsvinden, sterk beïnvloeden. AWAVOF is immers een systeem gebaseerd op lineaire golven, en dient best niet-lineaire effecten te vermijden. Bij voorkeur worden de snelheden voor AWAVOF dus opgemeten net onder het hoogste derde van de waterdiepte.

8.4 Sponslaag als passieve absorptietechniek

8.4.1 Inleiding

In par. 6.2.2.2 is de techniek van de numerieke sponslaag als passief absorptiesysteem voor numerieke golfgoten uitgebreid voorgesteld, en een aangepaste versie is geïmplementeerd in VOFbreak². Kort herhaald, is het de bedoeling om beide snelheidscomponenten u en v in de sponslaag te vermenigvuldigen met een 'absorptiefunctie' $A(x)$. Deze techniek zorgt voor een numerieke damping van de golven in de sponslaag. Verder zijn twee verschillende types absorptiefuncties voorgesteld voor verder gebruik in dit proefschrift, nl. $A_1(x)$ (6.2) met een ellipsvormig verloop tussen de waarden 1 en 0 over de totale lengte x_s van de sponslaag, en $A_2(x)$ (6.3) met een cosinusvormig verloop (zie Fig. 6.6). In de volgende paragraaf wordt de implementatie van deze eenvoudige techniek kort beschreven.

8.4.2 Implementatie van de numerieke sponslaag

De numerieke damping gebeurt op het einde van elke tijdstap berekening, na de druk-snelheidsiteraties en de F-convectie (cf. het basisschema in Fig. 7.3).

Net voordat de nieuwe berekende snelheden u^{n+1}, v^{n+1} in alle cellen naar het oude -gekende- tijdsniveau teruggebracht worden ter voorbereiding van een nieuwe tijdstap berekening, worden deze in de sponslaag vermenigvuldigd met de absorptiefunctie $A(x)$. Praktisch gebeurt dit in subroutine SPONGELAYER (zie Fig. 8.1 met flowchart van VOFbreak²), voor alle cellen in de sponslaag (index i) die zich onder water bevinden (index j):

$$u_{i+1/2}^{n+1}, j = A(x_{i+1/2}) \cdot u_{i+1/2}^{n+1}, j \quad (8.63)$$

$$v_{i,j+1/2}^{n+1} = A(x_i) \cdot v_{i,j+1/2}^{n+1} \quad (8.64)$$

Meestal bevindt de sponslaag zich achteraan de numerieke golfgoot, achter de stortsteengolfbreker. In een aantal bijzondere gevallen, b.v. bij het onderzoek naar de performantie van de sponslaag in par. 9.4.2, is er een extra sponslaag aangebracht in het midden van de goot. Beide opties zijn verwerkt in de software van het numerieke model VOFbreak².

8.5 Praktische implementatie van het actieve absorptiesysteem AWAVOF

8.5.1 Inleiding

In deze paragraaf wordt een nieuw type numerieke randvoorwaarde voorgesteld voor een gecombineerde golfgeneratie en -absorptie in de numerieke golfgoot VOFbreak². Deze numerieke randvoorwaarde is gebaseerd op het actieve absorptiesysteem AWASYS dat ontwikkeld werd voor een fysische goot (Frigaard en Christensen, 1994). Fundamentele aanpassingen maken het absorptiesysteem uitermate geschikt voor gebruik in een numerieke golfgoot. Het systeem, AWAVOF gedoopt, is hier toegepast in een numerieke goot gebaseerd op een VOF type numeriek model. De theoretische beschrijving van het actieve absorptiesysteem AWAVOF in de numerieke golfgoot is uitgebreid besproken in hoofdstuk 6. Hier volgt een beschrijving van de praktische implementatie van de numerieke randvoorwaarde in het numerieke model.

8.5.2 Implementatie van AWAVOF

Vooreerst wordt kort het werkingsprincipe van AWAVOF samengevat voor een beter begrip, met verwijzing naar Fig. 6.8. Veronderstel dat op het nieuwe tijdstip t^{n+1} de actieve absorptie toegepast zal worden (eigenlijk op tijdstip $t^{n+3/2}$ overeenkomstig de toepassing van de F-convectie, waarbij de snelheden en de volumefractie 'ontkoppeld' zijn, zie par.7.4.1). Het correctiesignaal η^* , dat de gereflecteerde golfcomponent absorbeert, wordt via digitale filtering en superpositie uit de snelheidsinformatie (u , v) op één locatie bepaald. Dit correctiesignaal η^* wordt gesuperponeerd met het invallende golfsignaal η_i , en deze som wordt als randvoorwaarde opgelegd. Op deze wijze wordt een gecombineerde golfgeneratie en -absorptie toegepast aan de rand van het berekeningsgebied. Het genereren van de gesuperponeerde golf als randvoorwaarde, gebeurt identiek volgens de techniek voorgesteld in par. 8.3.3, en zal hier niet verder behandeld worden. De nadruk ligt op het inpassen van het absorptiesysteem in VOFbreak².

De theoretische snelheidsinformatie (u , v) die als input voor beide filters nodig is, betreft de horizontale en verticale snelheidscomponent op één positie x_1, z_1 (E: co-located velocities): respectievelijk $u(x_1, z_1, t^{n+1})$ en $v(x_1, z_1, t^{n+1})$. Merk op dat de verticale positie volgens het coördinaten-

stelsel van het numerieke model, en cf. de transformatieformule (8.24) $y_1 = z_1 + d$ bedraagt. De numerieke snelheidsvariabelen zijn gediscretiseerd op een versprongen (of gestaggerd) rooster, zodat de positie van de horizontale en verticale snelheden in één cel verschillend is, Fig. 8.16.

Praktisch wordt de snelheidsinformatie voor de filters, b.v. in het midden van de cel (i,j) , bepaald via interpolatie:

$$u_{AWA} = \frac{1}{2}(u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j}) \quad (8.65.a)$$

$$v_{AWA} = \frac{1}{2}(v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2}) \quad (8.65.b)$$

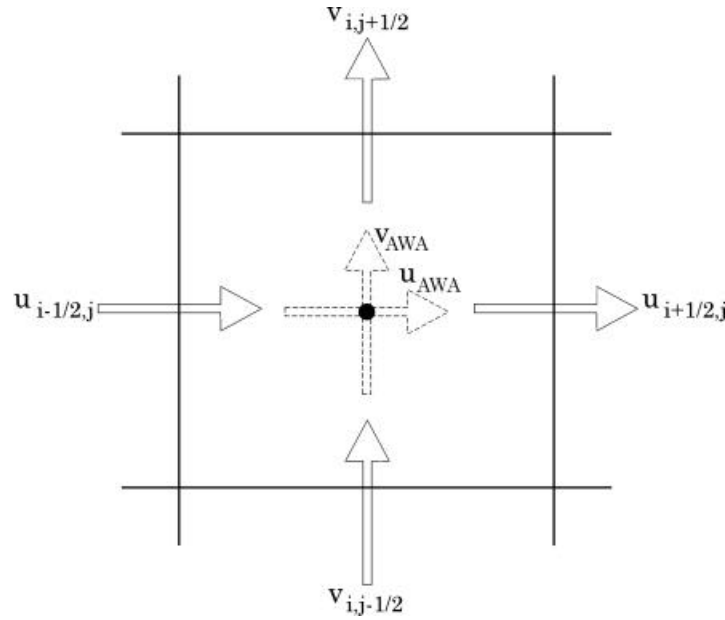


Fig. 8.16. *Positie van de variabelen $u_{i+1/2,j}$ en $v_{i,j+1/2}$ in het versprongen rooster van het berekeningsgebied, en positie van de gewenste snelheden u_{AWA} , v_{AWA} in het midden van de cel.*

Deze snelheden (u_{AWA}, v_{AWA}) worden als het ware m.b.v. een 'numerieke' snelheidsmeter op positie (x_1, z_1) opgemeten, en naar de filters gestuurd.

Het toepassen van elke filter-operator gebeurt in het tijdsdomein, aan de hand van een discrete convolutie van de impulsrespons h^i van de betreffende filter, met de snelheid $i = u_{AWA}$ of v_{AWA} , volgens vergelijking (6.5). Zo is b.v. voor de digitale filter van de horizontale snelheid u_{AWA} :

$$u^*[n] = \sum_{j=0}^{J_f-1} h^u[j] u_{AWA}[n-j] \quad (8.66)$$

met h^u de impuls respons met de J_f filtercoëfficiënten, u_{AWA} de numeriek opgemeten snelheid in (x_1, z_1) , bepaald volgens (8.65.a), en u^* de output van de filter. De uitwerking van de convolutie (8.66) is gebaseerd op de analogie met het scalair product van twee vectoren, i.e. componentsgewijze vermenigvuldiging en optelling van alle producttermen (Lynn en Fuerst, 1989). Echter in één vector zijn de componenten van achter naar voor gerangschikt. In het programma zijn hiervoor twee arrays gedefinieerd, met dimensie J_f . De eerste array 'filter' bevat de filter coëfficiënten van de impulsrespons h^u . De tweede array 'buffer' is een opslagbuffer van de waarden van u_{AWA} gedurende de laatste J_f tijdstippen met tijdsinterval Δt_f . Fig. 8.17 bevat een principeschets. De elementen van array 'buffer' worden één index naar voren verschoven (*buffer shift*), en het laatste element wordt geüpdatet met de meest recente waarde van u_{AWA} (*buffer update*). Een analoge bewerking wordt uitgevoerd voor de tweede discrete convolutie van de impulsrespons h^v en de snelheid v_{AWA} , met filter output v^* .

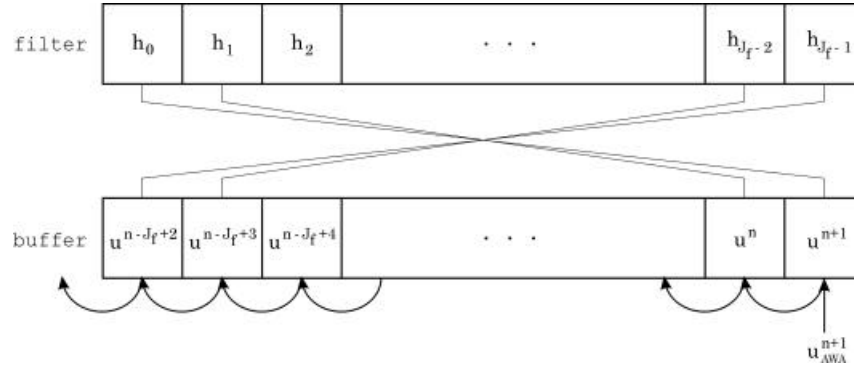


Fig. 8.17. Principeschets voor de discrete convolutie (8.66) van *filter* (impulsrespons, b.v. h^u) en *buffer* (snelheid, b.v. u_{AWA}).

Het samentellen van u^* en v^* geeft de correctieverheffing η^* , die toegevoegd wordt aan de verheffing η_i van de invallende golf, zodat tenslotte de totale verheffing $\eta^* + \eta_i$ als de invallende golf-randvoorwaarde gebruikt wordt. Vanaf dit punt is er principieel geen onderscheid meer met de invallende golf-randvoorwaarde zoals beschreven in par. 8.3.3, en kunnen de fictieve randsnelheden, die corresponderen met de totale verheffing $\eta^* + \eta_i$ (b.v. overeenkomstig de lineaire golftheorie), opgelegd worden. Het actieve absorptiesysteem is dus een uitbreiding van de invallende golf-randvoorwaarde, zodat het geheel kan beschouwd worden als een gecombineerde generatie- en absorptietechniek. In het programma wordt de actieve absorptie randvoorwaarde aangeduid als type WL = 9.

Fig. 8.18 toont het stroomdiagram van de implementatie van het actieve absorptiesysteem AWAVOF in VOFbreak². Dit stroomdiagram is analoog aan het stroomdiagram van de invallende golf-randvoorwaarde (Fig. 8.9). Na het opstarten van het programma, worden tijdens de initialisatiefase de 'buffer' en 'filter' arrays geïnitieerd, en worden de filtercoëfficiënten van beide filters uit het bestand *filter.dat* ingelezen. Deze initialisatie wordt slechts eenmalig uitgevoerd, en is ondergebracht in subroutine BC (Tabel 8.1).

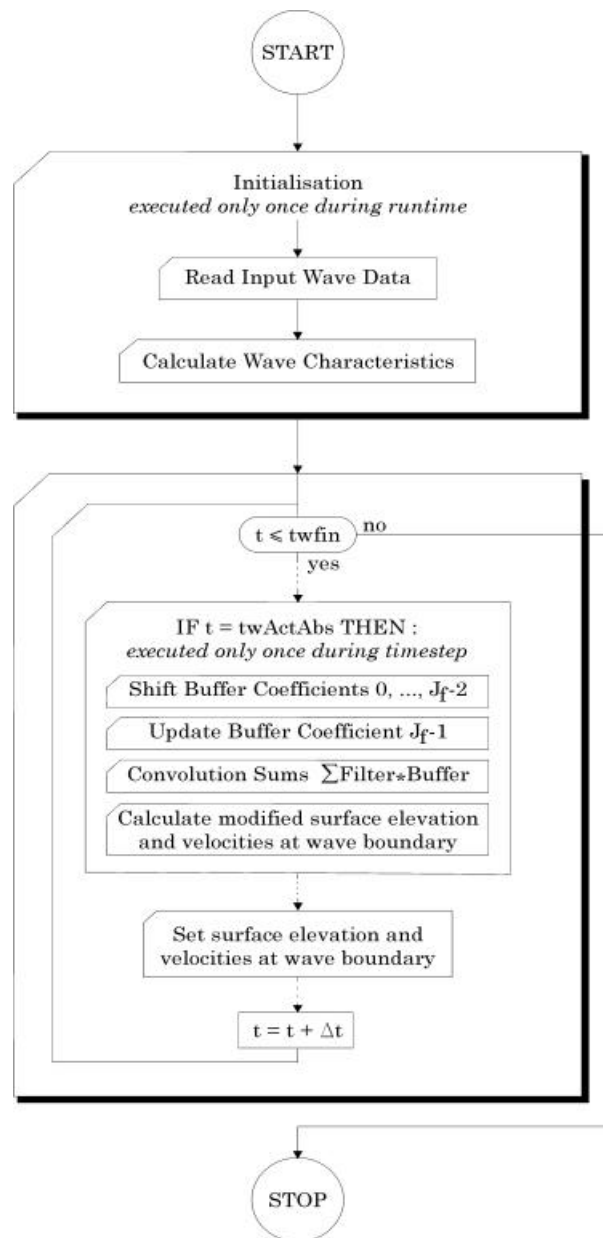


Fig. 8.18. Stroomdiagram met de implementatie van AWAVOF in het numerieke model VOFbreak².

Tijdens het doorlopen van elke volledige berekeningslus per tijdstap, zijn de berekeningen voor het actieve absorptiesysteem ondergebracht in de subroutine VFCONV (Tabel 8.1). Deze berekeningen (buffer shift, buffer update, convolutieberekening, berekening van totale verheffing $\eta^* + \eta_i$ en bijhorende snelheden aan de rand van het berekeningsgebied) worden slechts één keer per tijdstap uitgevoerd, en bovendien enkel wanneer het tijdstip van berekening (t) gelijk is aan het tijdstip ($twActAbs$) waarop de convoluties moeten berekend worden: dit is de voorwaarde $t = twActAbs$ in Fig. 8.18.

Het is uitermate belangrijk dat de convoluties van de digitale filters uitgevoerd worden met constante tijdsintervallen Δt_f . Het is niet a-priori zeker dat in het programma VOFbreak² deze constante tijdstap kan aangehouden worden tijdens de berekeningen. Enerzijds is er een halvering van de tijdstap Δt van het numerieke model mogelijk, wanneer de druk-snelheidsiteratie niet convergeert binnen 1000 iteraties. Bovendien is het mogelijk om het programma autonoom de tijdstap Δt te laten aanpassen aan een optimaal aantal iteraties in de druk-snelheidsiteratie methode (m.b.v. variabele AUTOT, zie Tabel 8.2).

Anderzijds is meestal de tijdstap Δt van het numerieke model kleiner dan de tijdstap Δt_f van de filter. Voor het ontwerp van de filter loont het niet om zeer kleine tijdstappen Δt_f te voorzien. Dit betekent immers het verhogen van het aantal filter coëfficiënten J_f voor een constante duurtijd T_{0f} , zie vergelijking (6.37). Voor het numerieke model is het meestal noodzakelijk om met zeer kleine tijdstappen te kunnen rekenen wegens de stabiliteitseisen (zie par. 7.7).

Bijgevolg is geopteerd voor het ontkoppelen van Δt en Δt_f . Tijdens de berekeningen dient ervoor gezorgd te worden dat $\Delta t \leq \Delta t_f$. Dit betekent evenwel dat slechts een correctiesignaal η^* kan berekend worden voor het absorptiesysteem op tijdsintervallen Δt_f . De numerieke randvoorwaarde van het programma vereist op elk tijdsinterval Δt een totale verheffing. Er moet dus op een of andere wijze een totale verheffing bepaald worden om de grotere tijdstappen Δt_f te overbruggen. De oplossing die hier voorzien is, laat de convoluties (en dus de actieve absorptie) slechts uitvoeren overeenkomstig de filter-tijdstap Δt_f (i.e. wanneer $t = twActAbs$), en neemt de 'oude', gekende totale verheffing over op de tussengelegen tijdstippen, totdat een

nieuw correctiesignaal η^* berekend wordt. Deze methodiek zorgt voor een (zeer) beperkte stapsgewijze golfgeneratie aan de rand.

Een andere mogelijkheid is b.v. het toepassen van een al dan niet 'intelligente' extrapolatie van twee of meer correctiesignalen op vroegere tijdstippen.

Typisch voor de numerieke simulaties in dit proefschrift is de tijdstap van de numerieke berekeningen ongeveer 5 keer kleiner dan de tijdstap van de filter:

$$\Delta t_f = 5\Delta t_{VOF} \quad (8.67)$$

Gezien de beperkte grootteorde van de tijdstap $\Delta t = O(10^{-3})$ wordt de erdoor veroorzaakte fout verwaarloosbaar geacht.

Contradictorisch met het relatief eenvoudige principe van de actieve absorptie-techniek, was de inbouw van het AWAVOF systeem in VOFbreak² geen al te eenvoudige taak. De inbouw heeft een aanzienlijke inspanning gevergd om enerzijds de bestaande structuur (cf. stroomdiagram in Fig. 8.1) van het programma te gehoorzamen, anderzijds was het debug-proces geen simpele operatie.

8.6 Besluit

De hydrodynamische basiscode SOLA-VOF (Hirt en Nichols, 1981) is gebaseerd op het in hoofdstuk 2 beschreven fysische en mathematische model (2.40) en bevat de in hoofdstuk 7 beschreven numerieke oplossingsalgoritmes (Tabel 7.2). Om één van de hoofddoelstellingen van voorliggend proefschrift, nl. de numerieke modellering van de golfinteractie met stortsteengolfbrekers, succesvol te kunnen uitvoeren, dient het numerieke model uitgebreid en omgebouwd te worden tot een gesofisticeerde numerieke golfgoot. Dit hoofdstuk beschrijft in detail de benodigde uitbreidingen en ontwikkelingen. Hierbij is de gedetailleerde kennis van de in hoofdstukken 2 en 7 behandelde theoretische achtergrond van primordiaal belang om de uitbreidingen met inzicht en kennis van zaken te kunnen implementeren.

Het numeriek model, VOFbreak² gedoopt, is geprogrammeerd in platform-onafhankelijk ANSI C, en maakt gebruik van Tcl/Tk en ET voor grafische uitvoer en presentatie. De structuur van het programma is modulair opgevat, en laat toe nieuwe toepassingen op relatief eenvoudige wijze aan te brengen. Par. 8.1 vat de belangrijkste subroutines en variabelen in tabelvorm samen.

De numerieke modellering van poreuze stroming in de golfbreker is mogelijk gemaakt door de inbouw van het Forchheimer model (3.46) in de NS vergelijking (2.40). Enkele fundamentele aanpassingen, m.b.t. de definities van porositeit n en volumefractie F , zijn noodzakelijk gebleken. Daardoor diende de convectieberekening van de volumefracties eveneens gewijzigd te worden.

Teneinde golven in het berekeningsgebied te kunnen genereren, is een nieuw type randvoorwaarde toegevoegd: de invallende golf-randvoorwaarde. Deze randvoorwaarde specificeert horizontale en verticale snelheidscomponenten en golfverheffing van de aangewende golftheorie aan de fictieve randen van het berekeningsrooster. De praktische implementatie van de golf-randvoorwaarde is in detail beschreven, met speciale aandacht voor de ontkoppeling van snelheden en verheffing in afzonderlijke subroutines; de geleidelijke aangroei van de verheffing bij koude start; het probleem van de golfabsorptie; de generatie van onregelmatige golven en van niet-lineaire golven.

De problematiek van de golfabsorptie ter plaatse van de randen van het berekeningsgebied is opgelost door nieuwe toepassingen van passieve en actieve golfabsorptietechnieken.

Aan de achterzijde van de golfgoot worden de door de golfbreker getransmitteerde golven geabsorbeerd door een numerieke sponslaag. Deze passieve numerieke absorptietechniek, efficiënt bij gebruik in andere types golfvoortplantingsmodellen, is in een aangepaste vorm in VOFbreak² ingewerkt. De golven worden op numerieke wijze gedempt door de snelheidscomponenten te vermenigvuldigen met de absorptiefunctie in de sponslaag.

De nieuwe actieve absorptie-methode AWAVOF is in hoofdstuk 6 uitvoerig op theoretische wijze voorgesteld. AWAVOF wordt aan de golfgenererende zijde naadloos ingewerkt, zodat tegelijkertijd golven kunnen gegenereerd en geabsorbeerd worden. De beschrijving van de praktische aspecten van de absorptie-methode in dit hoofdstuk beklemtoont het berekenen van de convolutie van snelheden en impulsresponsfuncties; het stroomdiagram van de uitvoering van de randvoorwaarde; en de ontkoppeling van de berekeningstijdstap en de filtertijdstap.

Nu is de numerieke golfgoot VOFbreak² volledig klaar voor het uitvoeren van de eerste numerieke simulaties met het oog op de numerieke modellering van de golfinteractie met een golfbreker. Deze simulaties vormen het hoofddoel van het volgende hoofdstuk, en komen daar uitgebreid aan bod.

HOOFDSTUK 9

Validatie van het numerieke model VOFbreak²

9.1 Inleiding

Het numerieke model VOFbreak² is in het vorige hoofdstuk omgebouwd tot een volwaardige numerieke golfgoot die de golfinteractie met doorlatende kustwaterbouwkundige constructies modelleert. Vooraleer de numerieke modelleringstudie kan aangevat worden, moet VOFbreak² eerst grondig uitgetest en gevalideerd worden. Het validatieproces wordt in dit hoofdstuk uitgebreid uitgewerkt, waarbij de moeilijkheidsgraad van de numerieke simulaties steeds toeneemt.

Eerst wordt een validatie uitgevoerd m.b.v. een beperkt aantal eenvoudige test-problemen, die bestaan uit een eenvoudige geometrie en randvoorwaarden. Het doel hiervan is om de programmacode te verifiëren en om de typische basiskarakteristieken van het VOF-model te illustreren (par. 9.2). Vervolgens is er de validatie van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal m.b.v. eenvoudige toepassingen in één en twee dimensies (par. 9.3). Verder volgt de validatie van de technieken die geïmplementeerd zijn voor de generatie en absorptie van golven (par. 9.4).

Tenslotte is het 'echte' werk aan de beurt, met de gedetailleerde numerieke studie en vergelijking met beschikbare fysische meetgegevens van labo-proeven op een golfbreker met eenvoudige geometrie onder regelmatige golfaanval (par. 9.5). Afsluitend wordt een simulatie uitgevoerd van de golfinteractie met de stortsteengolfbreker te Zeebrugge.

9.2 Validatie m.b.v. simulaties met eenvoudige randvoorwaarden

9.2.1 Het bezwijken van een dam

In dit eerste eenvoudige probleem (E: 'broken dam problem') is een kolom water, in hydrostatisch evenwicht, gevat tussen twee verticale wanden. De waterkolom is 2.0 m breed en 2.0 m hoog. De graviteitsversnelling is naar beneden gericht met grootte 1.0 m/s^2 . Deze opstelling kan beschouwd worden als de situatie waar een dam die het water ophoudt, plots volledig bezwijkt. Bij

het begin van de berekening, op $t = 0.0$ s, wordt de rechterwand -de dam- volledig weggenomen, de waterkolom bezwijkt, en het water stroomt weg over de horizontale bodem. Fig. 9.1 toont als primair resultaat van de berekeningen m.b.v. VOFbreak², de positie van het vrij wateroppervlak en het snelheidsvectorveld op de opeenvolgende tijdstippen $t = 0.0$ s, 0.5 s, 1.0 s, 1.5 s, 2.0 s en 2.5 s respectievelijk. De legende bovenaan elke figuur bevat de schaal-aanduiding voor het snelheidsvectorveld.

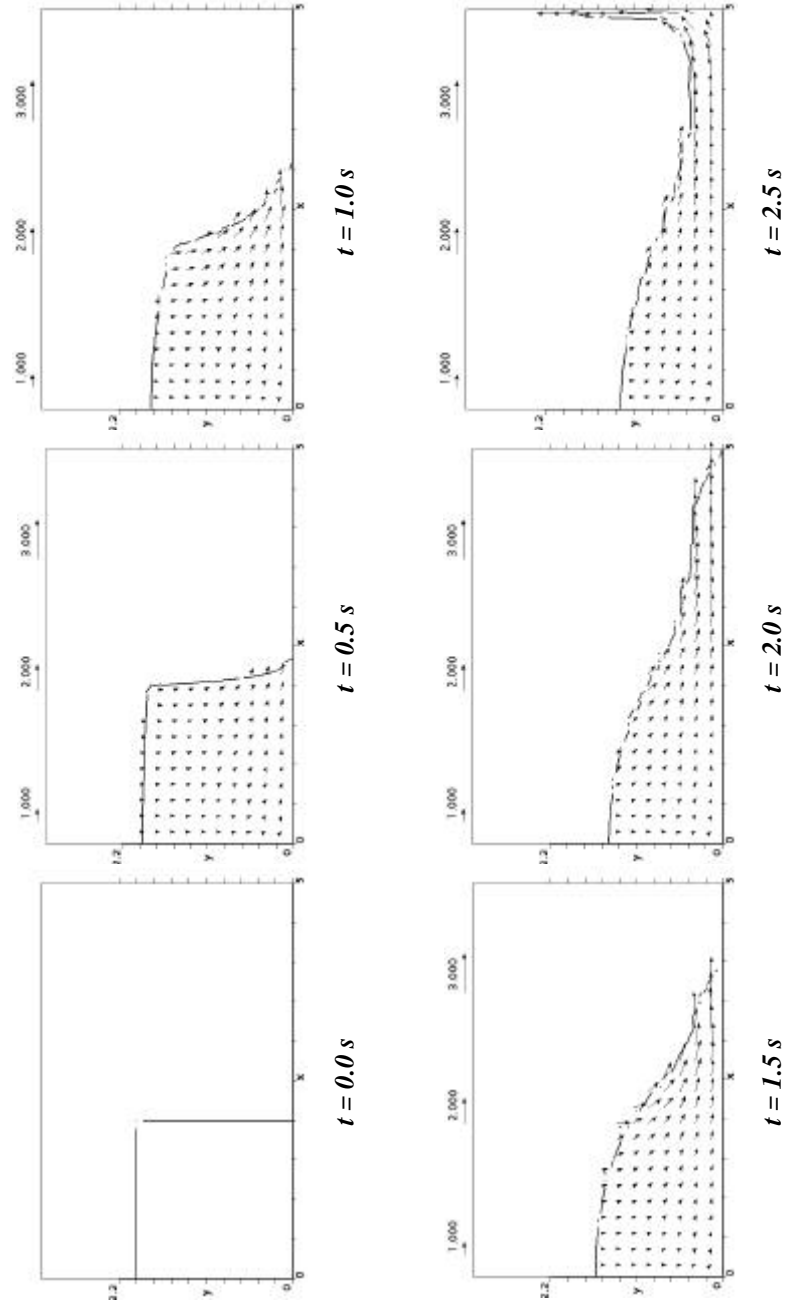
Experimentele resultaten voor dit 'broken dam' probleem zijn beschikbaar (Martin en Moyce, 1952) in de vorm van de positie van de teen (of het front) van de watermassa in functie van de tijd, tijdens het stromen naar de rechterwand. Fig. 9.2 toont deze experimenteel bepaalde teen positie x/a in functie van de tijd $t\sqrt{2g/a}$, voor de specifieke geometrie van deze numerieke simulatie. Beide assen van de grafiek in Fig. 9.2 zijn dimensieloos, waarbij gebruik gemaakt wordt van de breedte van de waterkolom $a = 2.0$ m, en de graviteit $g = 1$ m/s². Fig. 9.3 toont ter vergelijking enkele foto's van de experimentele proefopstelling op opeenvolgende tijdstippen tijdens het bezwijken van de waterkolom.

Deze 'klassieke' testopstelling werd eerder aangewend ter validatie door Nichols et al. (1980), Lemos (1992) en Fischer et al. (1992). Het is een geschikt probleem voor algoritmes gebaseerd op het VOF principe omwille van de eenvoudige randvoorwaarden en een eenvoudige begintoestand. De aanwezigheid van zowel een verticaal als een horizontaal vrij wateroppervlak laat toe de geschiktheid van het numerieke model om stroming van water met een vrij oppervlak te simuleren, te valideren.

Het numerieke berekeningsgebied bevat respectievelijk 53 en 25 cellen in x- en y-richting, met equidistante celafmetingen $\Delta x = \Delta y = 0.10$ m. De vier wanden hebben een randvoorwaarde van het type 1 (zie Tabel 7.1): niet-doorlatende vaste wand met 'geen-kleef' voorwaarde (E: free slip rigid wall) en vormen zo een gesloten doos. De viscositeit van het water ν bedraagt 1.3×10^{-6} m²/s. De tijdstap Δt bedraagt 0.01 s, en de factor ALPHA is 0.25 .

Onderschrift bij figuur op volgende bladzijde

Fig. 9.1. *Positie van het vrij wateroppervlak, en snelheidsvectorveld voor het 'bezwijken van een dam' probleem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak², op opeenvolgende tijdstippen. De legende bevat de schaal-aanduiding (in m/s) voor het snelheidsvectorveld.*



Resultaten van de berekening met het numerieke model VOFbreak² zijn eveneens uitgezet in Fig. 9.2, en zijn zo vergelijkbaar met de experimentele resultaten van Martin en Moyce (1952). De afwijking van de numerieke resultaten t.o.v. de experimentele resultaten is nergens groter dan één celafmeting. Dit toont aan dat het numerieke model dit eenvoudige 'broken dam' probleem voldoende nauwkeurig kan simuleren, zelfs voor een berekening met beperkte gridresolutie.

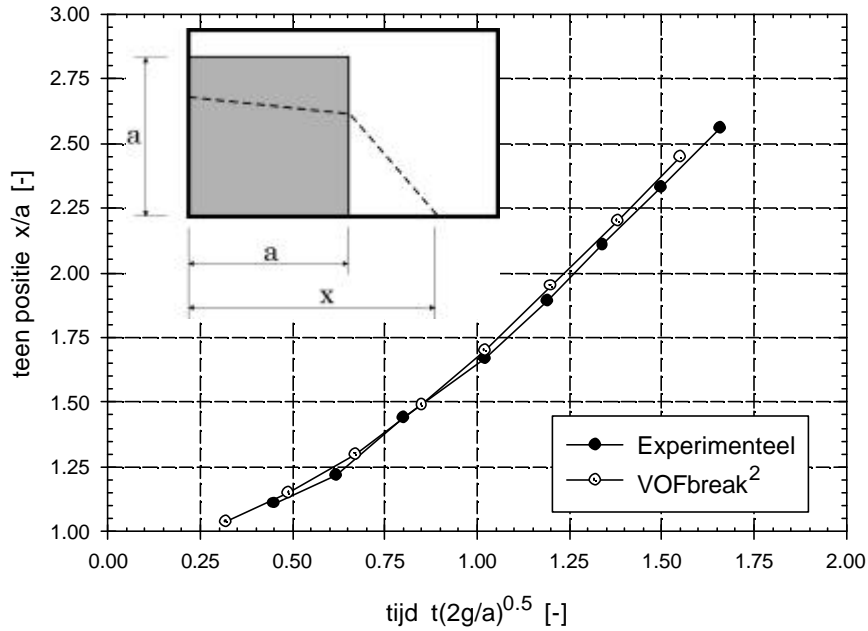


Fig. 9.2. *Vergelijking tussen experimenteel bepaalde teen positie x/a in functie van de tijd $t\sqrt{2g/a}$, en numerieke berekeningen uitgevoerd met VOFbreak², voor het 'bezwijken van een dam' probleem.*

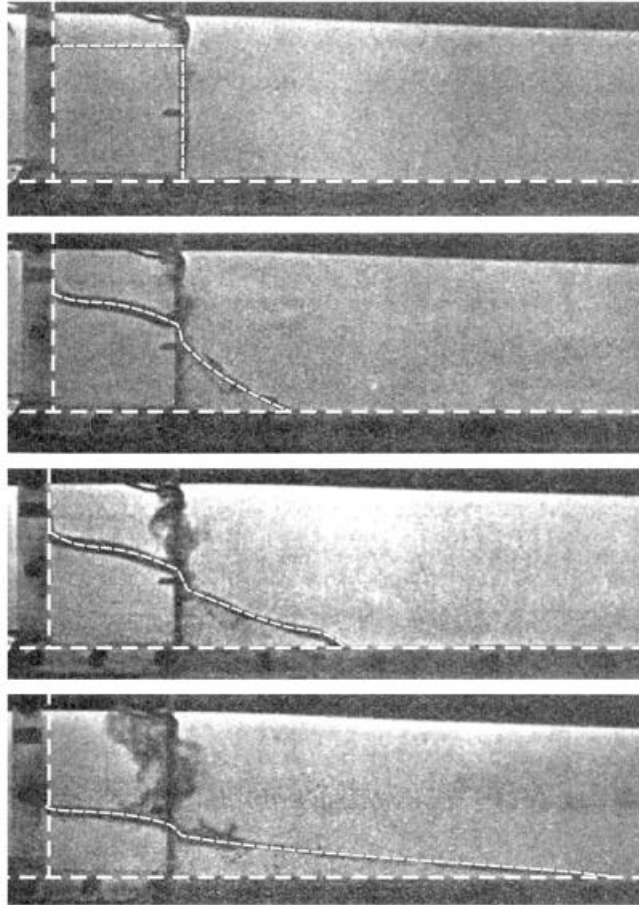


Fig. 9.3. *Foto's van de experimentele proefopstelling voor het 'bezijken van een dam' probleem met opeenvolgende posities van het vrij wateroppervlak tijdens het bezijken (bron: Martin en Moyce, 1952). De witte stippellijnen duiden de positie van de wanden en van het vrij wateroppervlak aan.*

Na deze eerste validatie met behulp van experimentele gegevens, volgen hierna in par. 9.2.2, 9.2.3 en 9.2.4, een aantal soortgelijke 'eenvoudige' simulaties, die het potentieel van dit VOF-type numeriek model op kwalitatieve wijze illustreren.

9.2.2 Simulatie van een brekende golf

Wanneer de berekening van het 'bezijken van een dam' probleem van Fig. 9.1 verder gezet wordt, loopt de teen van de waterkolom verder op tegen de verticale rechterwand, valt tenslotte terug naar beneden, en keert terug naar de linkerwand toe. Voor deze berekening is de ruimtelijke resolutie van het berekeningsgrid opgevoerd, met $\Delta x = \Delta y = 0.04$ m (128 x 58 cellen), en is $g = 9.81$ m/s². Alle ander berekeningsparameters zijn identiek gebleven.

Fig. 9.4 toont het resultaat van de berekening op tijdstip $t = 2.20$ s, wanneer de teen terugvalt op het water, en als een 'brekende golf' terugloopt naar de linkerzijde. In Fig. 9.4.a is de vloeistofconfiguratie getekend, samen met het snelheidsvectorveld. De horizontale en verticale snelheidscomponenten u en v zijn weergegeven in een gekleurde contourplot in Fig. 9.4 (b.1) en (b.2) respectievelijk, alsook de druk p (b.3) en de volumefractie F (b.4). Net op dit ogenblik valt de teen terug op het achtergebleven water, en is een (korte) drukstoot aanwezig, zichtbaar in (b.3). Het snelheidsprofiel in Fig. 9.4 (b.1) is vergelijkbaar met een gebroken golf die het strand oploopt: de golf loopt van rechts naar links het strand op, met grootste (negatieve) horizontale snelheid in het brekersfront, en loopt zo bovenop de teruglopende watermassa (E: undertow).

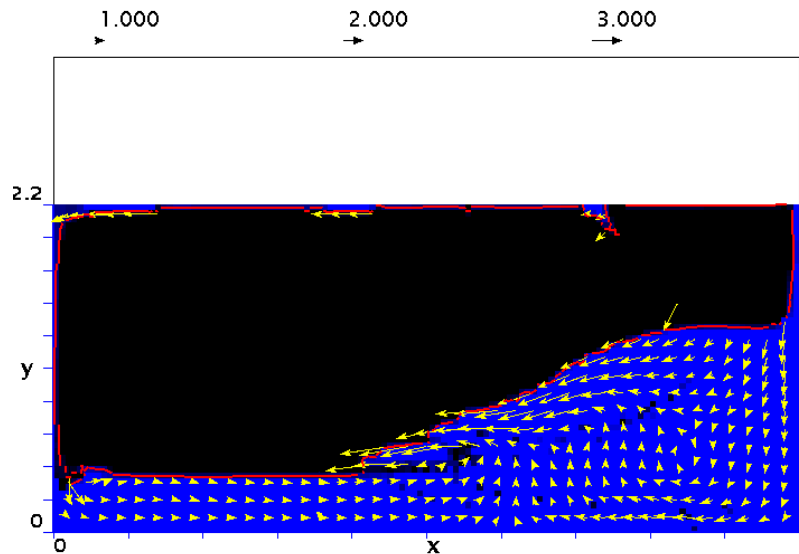


Fig. 9.4.a *Vloeistofconfiguratie, en snelheidsvectorveld op $t = 2.20$ s, voor het 'brekende golf' probleem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak².*

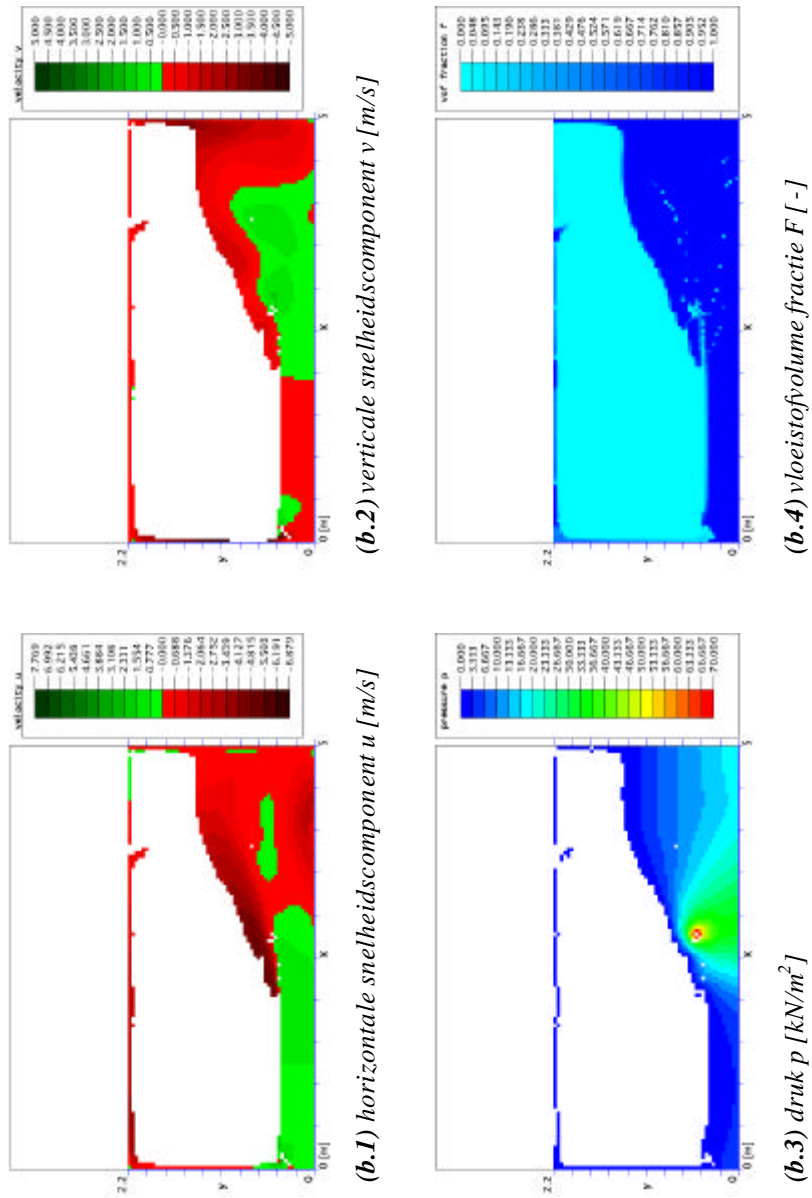


Fig. 9.4.b Contourplot met kleurlegende voor berekende variabelen u , v , p en F op hetzelfde tijdstip, voor het 'brekende golf' probleem.

Deze kwantitatieve vergelijking maakt duidelijk dat dit type model potentieel geschikt is om met succes het golfbrekiingsproces te simuleren. Aangezien turbulente processen heel belangrijk zijn tijdens de golfbreking, zal eerst aandacht moeten besteed worden aan het implementeren van een geschikt turbulentiemodel. Dit valt echter buiten het kader van dit proefschrift, zie par. 2.4.1. In een recente publicatie stellen Lin en Liu (1998) een numeriek model voor dat gebruik maakt van de VOF methode én van een turbulentiemodel voor de simulatie van brekende golven in de branding. Bij toepassing voor schuimende (E: spilling) golven, vinden Lin en Liu (1998) dat hun numerieke resultaten zeer goed overeenstemmen met experimentele gegevens.

Op de bijgevoegde CD-ROM is een animatie van deze numerieke simulatie aanwezig in het bestand `brokendam_hres.avi`. Deze animatie geeft een dynamische impressie van het breken van een golf. De kleurlegende heeft betrekking op de horizontale snelheidscontouren.

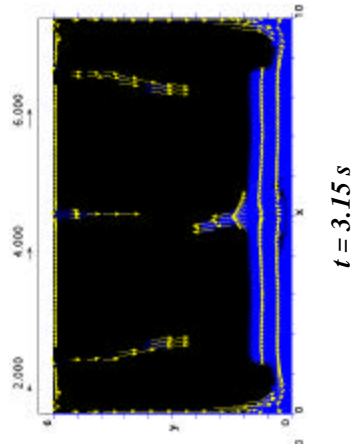
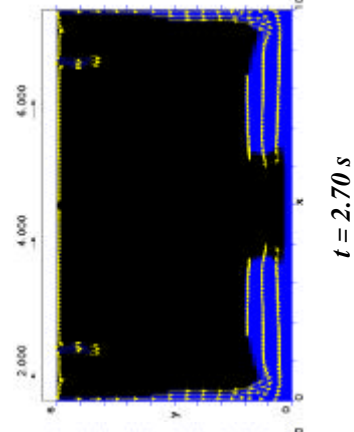
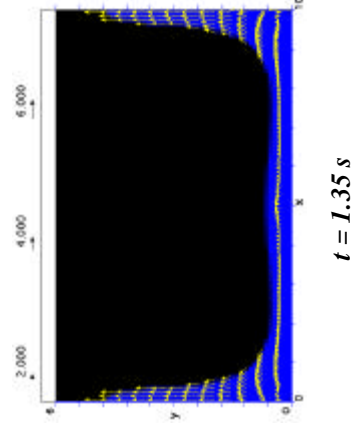
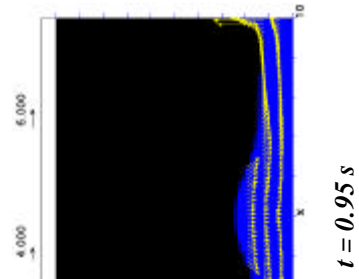
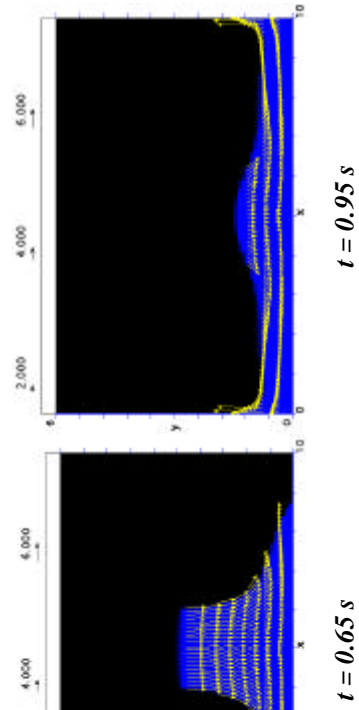
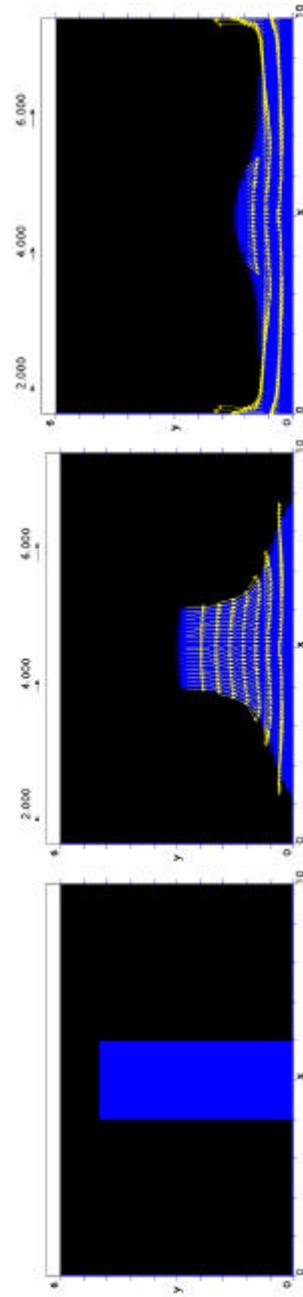
9.2.3 Symmetrisch bezwijken van een dam

Een volgende variant op het 'bezwijken van een dam' probleem is weer-gegeven in Fig. 9.5. Een waterkolom met breedte 2.0 m en hoogte 5.0 m staat in hydrostatisch evenwicht opgesteld tussen twee verticale wanden, in een gesloten doos van 10.0 m bij 6.0 m (begintoestand op $t = 0.0$ s). Bij het begin van de berekening vallen de twee wanden volledig weg, en de waterkolom 'zakt in als een pudding'. De beide tenen lopen via de horizontale bodem en de zijwanden van de gesloten doos naar omhoog ($t = 0.65$ s tot $t = 1.35$ s), vallen terug naar beneden, lopen naar elkaar toe ($t = 2.70$ s) en botsen uiteindelijk tegen elkaar na ongeveer 3 s. Ten gevolge van de botsing ontstaat een naar boven gerichte waterstraal. Tussen $t = 1.35$ s en $t = 2.70$ s loopt een dunne waterfilm verder langsheen de horizontale bovenwand, waardoor druppels water terug naar beneden vallen.

De celafmetingen zijn in dit geval $\Delta x = \Delta y = 0.10$ m (103 x 63 cellen). De overige numerieke berekeningsparameters zijn identiek gebleven in vergelijking met de simulatie in par. 9.2.2. De berekening is stopgezet na $t_{\text{fin}} = 4.0$ s.

Onderschrift bij figuur op volgende bladzijde

Fig. 9.5.a *Positie van het vrij wateroppervlak, en snelheidsvectorveld op opeenvolgende tijdstippen, voor het 'symmetrisch bezwijken van een dam' probleem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak².*



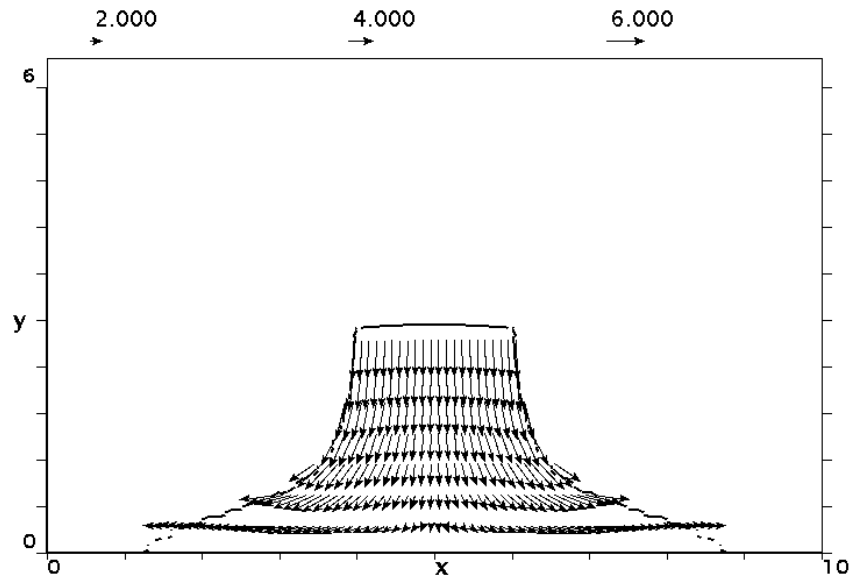


Fig. 9.5.b *Detail van de positie van het vrij wateroppervlak, en het snelheidsvectorveld op $t = 0.65$ s, voor het 'symmetrisch bezwijken van een dam' probleem.*

De begintoestand van deze testopstelling is doelbewust symmetrisch opgebouwd. Het blijkt dat de berekeningsresultaten symmetrisch blijven tot ongeveer $t = 2.0$ s, waarna door numerieke afrondingsfouten een zeer beperkte asymmetrie verschijnt in de oplossing.

Op de bijgevoegde CD-ROM is een animatie van deze numerieke simulatie aanwezig in het bestand `puddinghres.avi`, om een impressie te verkrijgen van het hydrodynamische karakter van deze simulatie. Bemerkt vooral de symmetrie van de oplossing, en het effect van het vallen van de waterdruppels na 3 s. De afspeelfrequentie bedraagt 10 beelden per seconde, en is bijgevolg in real-time (niet versneld noch vertraagd).

9.2.4 Opslagtank met keermuur

Verder bouwend op de voorgaande simulatie van par. 9.2.3, zijn in dit voorbeeld twee ondoordringbare blokken additioneel op de bodem van het berekeningsgebied geplaatst (Fig. 9.6, begintoestand op $t = 0.0$ s). Bij deze opstelling kan gedacht worden aan een opslagtank die omgeven is door een keermuur ter beveiliging tegen overstroming. De zijwanden van de opslagtank bezwijken op $t = 0.0$ s. De blokken zijn gedefinieerd met behulp van obstakelcellen waarin geen stroming toegelaten is. Zij zorgen voor een opspattende watermassa, met vloeistofconfiguratie en snelheidsveld zoals getoond in Fig. 9.6. Tenslotte zal het water over de blokken heen spatten en op de bodem terugvallen.

De configuratie van de vloeistof en het vrij wateroppervlak op $t = 1.45$ s is heel kenmerkend voor de mogelijkheden van het VOF type numeriek model. Immers langsheen een denkbeeldige verticale lijn ter plaatse van een blok, zijn in dit geval vier verschillende vrij wateroppervlakken aanwezig. Een dergelijke berekening is niet mogelijk met behulp van de klassieke techniek van de hoogtefunctie om het vrij wateroppervlak te bepalen. Slechts één vrij wateroppervlak kan aanwezig zijn langsheen de verticale wanneer een hoogtefunctie gebruikt wordt.

Een animatie van deze numerieke simulatie is gegeven in het bestand `puddingblockhres.avi` op bijgevoegde CD-ROM. Merk op dat de zijwanden in dit geval open zijn (free outflow cf. Tabel 7.1), zodat het water het berekeninggebied kan verlaten.

Deze voorgaande 'eenvoudige' simulaties in paragraaf 9.2 hebben duidelijk aangetoond dat `VOFbreak2` in staat is om ingewikkelde vloeistofconfiguraties te behandelen, met potentiële toepassing van brekende of gebroken golven.

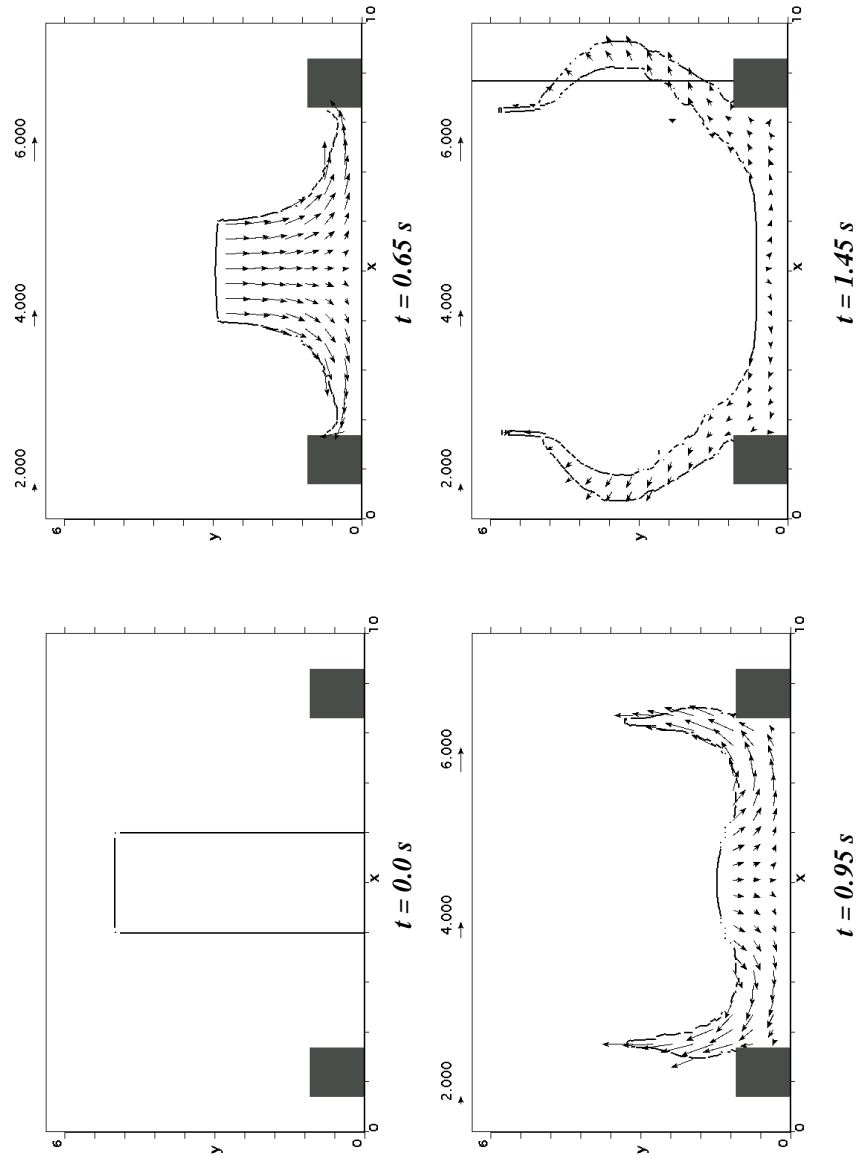


Fig. 9.6. *Positie van het vrij wateroppervlak, en snelheidsvectorveld op opeenvolgende tijdstippen, voor het 'opslagtank met keermuur' probleem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak².*

9.3 Validatie van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal

9.3.1 Eendimensionale poreuze stroming

Deze paragraaf beschrijft de validatie van de numerieke simulatie van poreuze stroming doorheen grofkorrelig materiaal. De details van de implementatie van de Forchheimer vergelijking (3.23) in de Navier-Stokes vergelijkingen (2.40) zijn reeds besproken in par. 8.2. Hier beperken we ons tot het relatief eenvoudige probleem van een eendimensionale stroming met permanent regime, zonder vrij wateroppervlak. Concreet stelt dit de stroming voor doorheen een leiding met een ingebouwd monster van poreus grofkorrelig materiaal, met diameter d_{50} en porositeit n . Deze opstelling is zeer vergelijkbaar met de experimentele proefopstellingen die in verschillende laboratoria gebruikt zijn ter bepaling van de Forchheimer coëfficiënten (i.e. wrijvingsfactoren a' en b') voor een specifiek poreus monster (Burcharth en Christensen, 1991; Murphy, 1993; van Gent, 1995).

Het doel van deze numerieke simulaties is het valideren van de numerieke poreuze stroming door een vergelijking te maken tussen de experimenteel bepaalde Forchheimer coëfficiënten en de resultaten van het numerieke model VOFbreak², in volledig turbulente stroming. In laboratorium-omstandigheden zijn de karakteristieke stromingsgrootheden hydraulische drukgradiënt I (of de drukgradiënt $\partial p / \partial x = -\rho g I$) en filtersnelheid V doorheen het poreuze monster in de leiding experimenteel bepaald. De wrijvingsfactoren a' en b' zijn eruit afgeleid via het Forchheimer model (3.23):

$$I = a'V + b'V^2 \quad (3.23)$$

Voor deze validatie zijn drie verschillende monsters (resp. nr. #3, #4 en #5) gekozen, waarvan de wrijvingsfactoren experimenteel bepaald zijn (Burcharth en Christensen, 1991). De materiaalkarakteristieken (diameter d_{50} , porositeit n en vormklasse) en wrijvingsfactoren a' en b' (of vormfactoren α' en β' , zie vergelijkingen (3.32)-(3.33)) van deze monsters zijn reeds vermeld in Tabel 3.13, en voor de duidelijkheid hier samengevat in Tabel 9.1.

Het uittekenen van het Forchheimer model (3.23) in een grafiek voor I/V in functie van V , levert een rechte op met helling a en offsetwaarde b . De rechte die overeenstemt met elk van de drie monsters is getekend in de grafiek van Fig. 9.8, en stelt het experimenteel bepaalde verband voor.

monster	vormklasse	d_{50} [mm]	porositeit n [-]	α' [-]	β' [-]	a' [s/m]	b' [s ² /m ²]
#3	irregular	20.1	0.451	2594	2.95	2.80	89.54
#4	irregular	38.5	0.471	9645	2.75	2.31	36.86
#5	semi round	18.1	0.391	3009	2.45	7.55	140.57

Tabel 9.1. *Materiaalkarakteristieken en Forchheimer coëfficiënten (vormfactoren α' en β' , en wrijvingsfactoren a' en b') voor de drie verschillende monsters gebruikt bij de validatie van de eendimensionale permanente poreuze stroming (overgenomen uit Tabel 3.13).*

Het principe van de experimentele proefopstelling is nagebouwd in het numerieke model overeenkomstig Fig. 9.7. Het poreuze monster met lengte 0.40 m is ingebouwd in een leiding met totale lengte 1.0 m. De celafmeting in horizontale richting bedraagt $\Delta x = 0.025$ m (i.e. 40 cellen). In verticale richting is één cel met celafmeting $\Delta y = 0.10$ m aangebracht. Aan de linker- en rechterrاند van de leiding wordt een uniform snelheidsprofiel met grootte V opgelegd. De viscositeit bedraagt $\nu = 1.3 \times 10^{-6}$ m²/s, en $\text{ALPHA} = 0.25$. Elk van de drie poreuze monsters krijgt de bijhorende karakteristieke waarden voor d_{50} , n , α' en β' uit Tabel 9.1.

De aan de randen van de leiding opgelegde snelheid V wordt per monster gevarieerd tussen 0 en 1.0 m/s met bijkomende voorwaarde dat $Re = Vd_{50}/\nu > 3000$ blijft. In dit geval is een volledig turbulente stroming doorheen het monster aanwezig, en zijn de vermelde Forchheimer coëfficiënten geldig. Voor elke gekozen waarde van V wordt een numerieke simulatie met behulp van VOFbreak² uitgevoerd. De numerieke hydraulische drukgradiënt I_{VOF} wordt vervolgens bepaald (met behulp van vergelijking 3.11) als:

$$I_{\text{VOF}} = -\frac{1}{\rho_w g} \frac{1}{\Delta L} (p_2 - p_1) \quad (9.1)$$

met volumieke massa $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$, zwaartekrachtsversnelling $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, horizontale tussenafstand (tussen meetpunten 1 en 2) $\Delta L = 0.375 \text{ m}$, en p_1 en p_2 zijn de drukken die in het midden van resp. de eerste en laatste poreuze cel (i.e. de meetpunten 1 en 2) berekend zijn. **Bijlage X** bevat de details van deze berekeningen, voor elk van de drie monsters #3, #4 en #5.

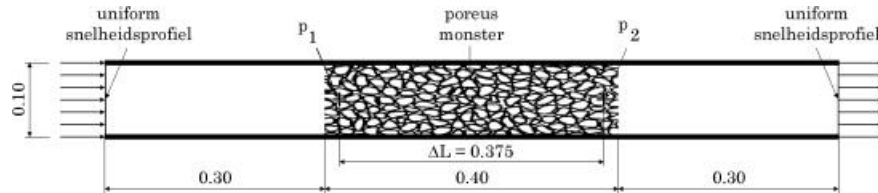


Fig. 9.7. *Principeschets van de proefopstelling, bestaande uit een leiding met een ingebouwd poreus monster uit grofkorrelig materiaal, zoals aangewend voor de numerieke berekeningen ter validatie van eendimensionale permanente poreuze stroming. Afmetingen in m.*

De resultaten van de numerieke berekeningen zijn verzameld in grafiekvorm als I_{VOF}/V in functie van V (Fig. 9.8). Dit laat een vergelijking toe van de experimenteel bepaalde Forchheimer relaties (de drie rechte) en de corresponderende numeriek bekomen relaties. Uit deze Fig. 9.8 blijkt duidelijk dat een bijna perfecte overeenstemming verkregen is voor de drie monsters, over het volledige aangewende bereik van de filtersnelheid V .

Hieruit wordt besloten dat het Forchheimer model voor poreuze stroming in grofkorrelige materialen correct ingebouwd is in het numerieke model $VOFbreak^2$. Dit toont eveneens aan dat, zolang de granulaire matrix niet té grofkorrelig wordt, het gebruik van macroscopische gemiddelde grootheden (zoals I en V) geschikt blijkt voor de numerieke modellering van poreuze stroming in grofkorrelig materiaal. Merk verder op dat het bereik van de gemiddelde nominale diameter d_{50} voor deze simulaties ongeveer tussen 2 cm en 4 cm ligt. Het bereik van de porositeit ligt tussen 0.39 en 0.45. Voor grotere korreldiameters (grootteorde van d_{50} ongeveer 20 cm), of andere porositeiten, zijn geen experimentele gegevens beschikbaar in de literatuur.

Het is bijgevolg niet mogelijk de validatie hier uit te breiden tot grotere korreldiameters. Toch is de verwachting dat hetzelfde goede resultaat zal behaald worden.

Aangezien het zeer moeilijk blijkt om een correcte waarde voor de inertiecoëfficiënt c experimenteel te bepalen (zie discussie in par. 3.4.3), is het weinig zinvol de validatie verder te zetten voor het geval van niet-permanente stroming doorheen de leiding. Hier zal in het kader van dit proefschrift niet verder op ingegaan worden.

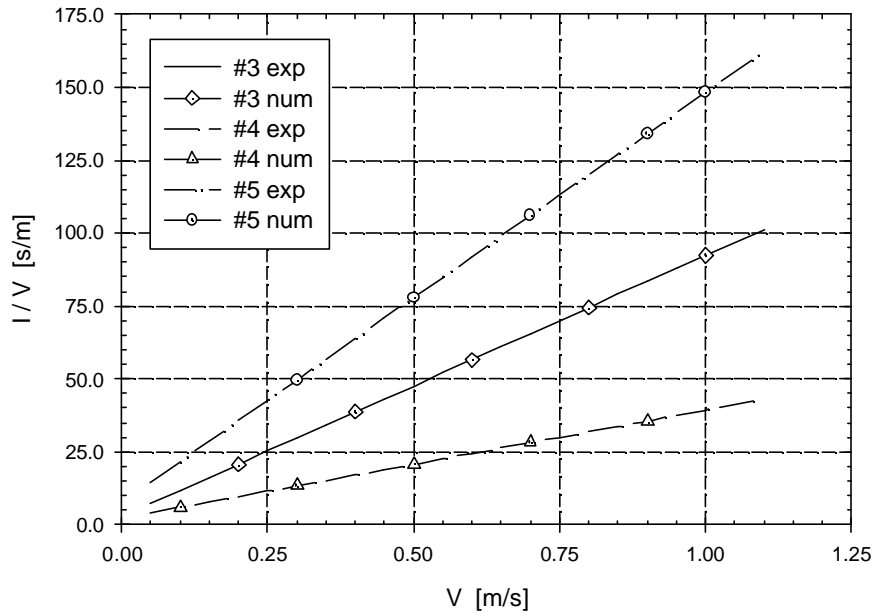


Fig. 9.8. Vergelijking tussen experimenteel (legende: exp) en numeriek (legende: num) bepaalde drukgradiënt I/V , voor drie verschillende monsters (#3, #4 en #5 uit Burcharth en Christensen, 1991) van grofkorrelig materiaal.

9.3.2 Doorstroming van poreuze muur bestaande uit grofkorrelig materiaal

Uit de vorige paragraaf 9.3.1 blijkt dat het numerieke model VOFbreak² zeer goed de eenvoudige eendimensionale permanente poreuze stroming modelleert. Hier wordt een kwalitatieve validatie uitgevoerd voor een meer ingewikkelde situatie, nl. een tweedimensionale niet-permanente stroming doorheen een poreuze muur. Deze validatie is gebaseerd op een idee van van Gent (1995).

De begintoestand op $t = 0.0$ s (zie Fig. 9.9) wordt eerst geschetst. In een berekeningsgebied van 6.0 m bij 6.0 m met ondoorlatende wanden (en free slip randvoorwaarden), is een poreuze muur in het midden opgesteld, bestaande uit grofkorrelig materiaal. De dikte van de poreuze muur is 2.0 m. Deze muur is samengesteld uit stortsteenmateriaal met korreldiameter $d_{50} = 0.20$ m. De porositeit is $n = 0.45$. De vormfactoren voor het Forchheimer model zijn begroot op $\alpha' = 1000$, $\beta' = 2.9$. De inertiecoëfficiënt c is niet beschouwd. Links en rechts van de muur zijn open ruimtes met dikte 2.0 m. In de linkerruimte staat een waterkolom opgesteld in hydrostatisch evenwicht, met afmetingen 2.0 m bij 5.0 m. Op de bodem is een dunne laag met water (dikte 1 celafmeting) aanwezig over de volledige breedte van het berekeningsgebied.

De cellen in x en y -richting hebben afmetingen $\Delta x = \Delta y = 0.20$ m, zodat het totale berekeningsgebied uit 33×33 cellen bestaat. Verder zijn opnieuw $\nu = 1.3 \times 10^{-6}$ m²/s, en $\text{ALPHA} = 0.25$ gesteld. De initiële tijdstap bedraagt $\Delta t = 0.001$ s, en de berekeningen zijn uitgevoerd tot $t_{\text{fin}} = 15.0$ s.

Het water, initieel in rust, doorstroomt de poreuze muur, en stroomt uit in de rechterraimte, totdat het waterpeil overal gelijk is en het water tot stilstand komt. Dit verloop van de doorstroming, zoals berekend met VOFbreak², is gegeven in Fig. 9.9, voor opeenvolgende tijdstippen. Tussen $t = 0.0$ s en $t = 1.0$ s verplaatst het freatische wateroppervlak in het poreuze medium zich over de volledige dikte van de muur. Daarna begint de uitstroming in de rechterraimte die daardoor geleidelijk volledig opgevuld wordt. Tussen $t = 0.6$ en $t = 2.0$ s daalt het vrij wateroppervlak in de linkerruimte zó snel dat het freatisch oppervlak in de poreuze muur niet kan volgen ten gevolge van de hogere stromingsweerstand in de stortsteen. Dit zorgt voor een boogvormig verloop van het freatische wateroppervlak tegen de (linker-) voorzijde van de muur. Na 14.0 s is het water bijna volledig tot stilstand gekomen. Duidelijk zichtbaar in de rechterraimte zijn een aantal ingesloten

luchtbellen. Fysische processen die de luchtbellen opwaarts drijven zijn niet ingebouwd in het numerieke model VOFbreak² (cf. par. 2.7.1), en kunnen bijgevolg niet correct gemodelleerd worden.

In elk geval is deze kwalitatieve simulatie een getrouwe nabootsing van de werkelijkheid. De hydrodynamische indruk van de door- en uitstroming is zichtbaar in de animatie `porwall.avi` op de bijgevoegde CD-ROM.

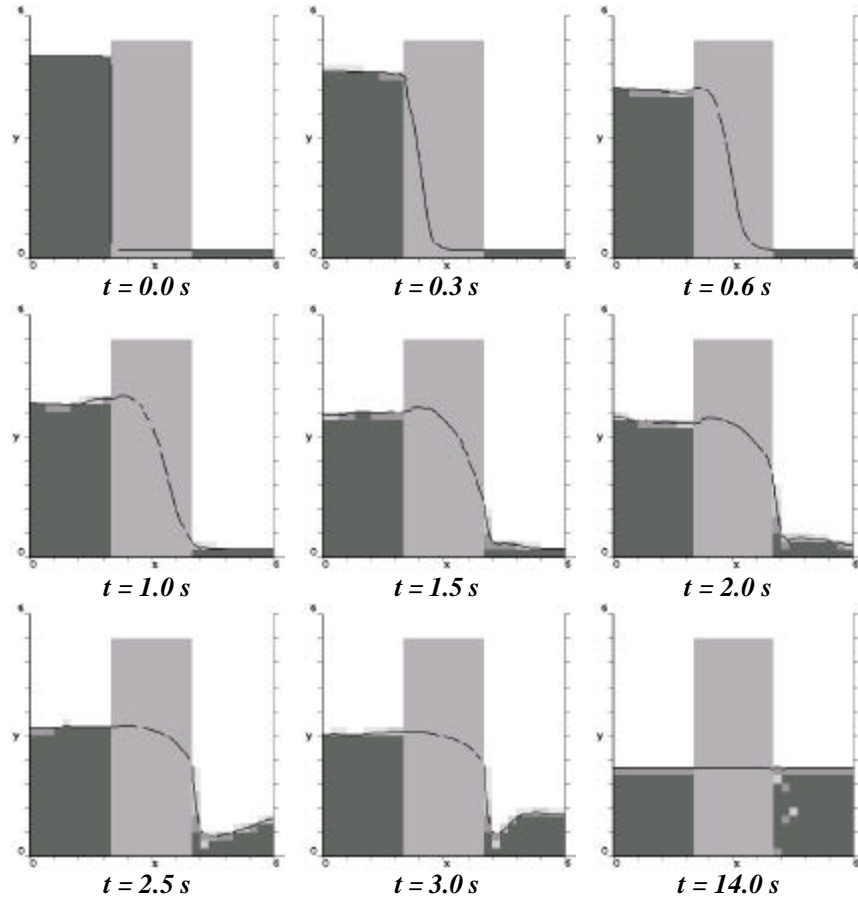


Fig. 9.9. *Positie van het vrij wateroppervlak op opeenvolgende tijdstippen, voor het 'doorstromen van een poreuze muur' probleem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak².*

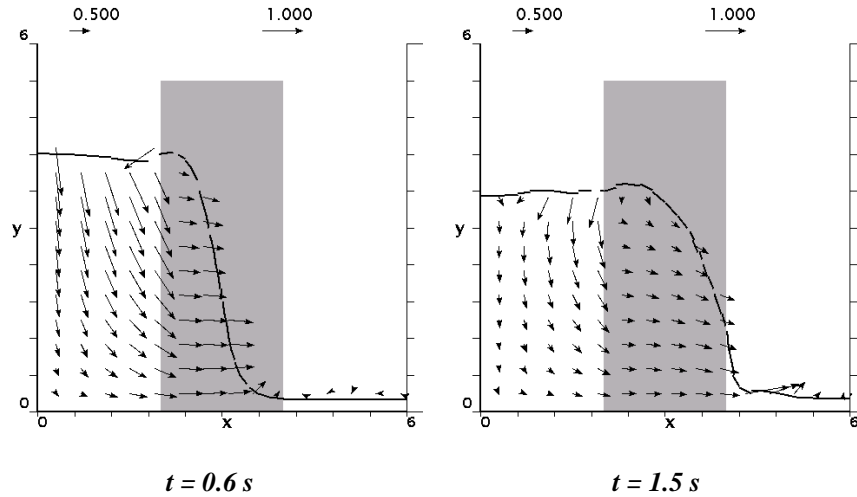


Fig. 9.10. Details van de positie van het vrij wateroppervlak, en snelheidsvectorveld op twee tijdstippen $t = 0.6 \text{ s}$ en $t = 1.5 \text{ s}$, voor het 'poreuze wand' probleem. De legende bevat de schaal aanduiding (in m/s) voor het snelheidsvectorveld.

In Fig. 9.10 zijn meer details gegeven van de berekende doorstroming van de poreuze muur (op $t = 0.6 \text{ s}$) enerzijds, en de start van de uitstroming van het water in de rechterraimte (op $t = 1.5 \text{ s}$) anderzijds. Naast de positie van het vrij wateroppervlak is ook het snelheidsvectorveld van de waterstroming doorheen de muur getekend. Hieruit valt af te leiden dat de doorstroming van de poreuze muur voornamelijk in horizontale richting gebeurt, en nauwelijks in verticale richting. Met behulp van de legende bovenaan de figuren is de grootte van de poreuze stromingssnelheden te begroten.

Tijdens elke numerieke simulatie zijn een aantal parameters beschikbaar die toelaten de kwaliteit van de berekeningen te 'monitoren'. Ter illustratie is hier in Fig. 9.11 b.v. het verloop van delt (de tijdstap Δt), VCHGT (de cumulatie van de volume-convectie-foutjes), en iter (het aantal druksnelheidsiteraties per tijdstap) weergegeven gedurende de simulatieperiode van 15 s. De berekeningen zijn op te delen in drie periodes:

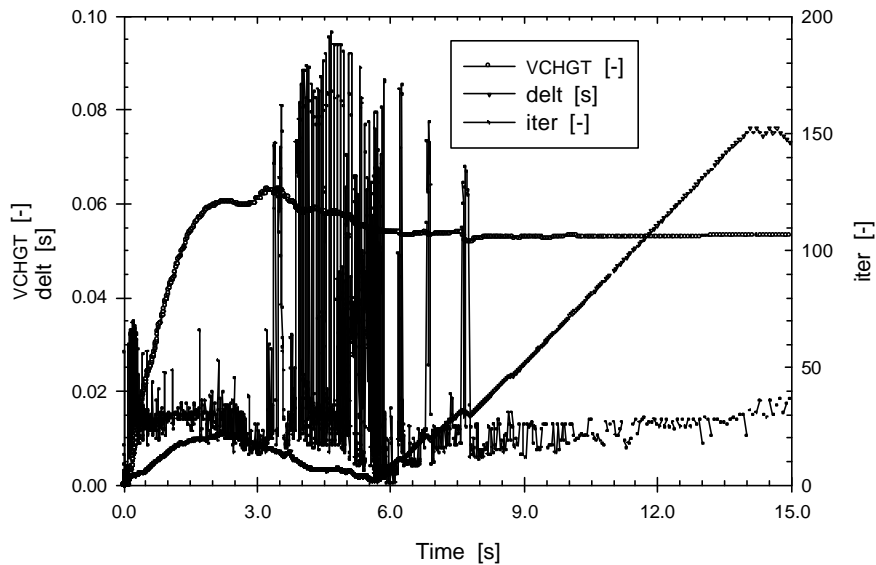


Fig. 9.11. *Het verloop van de tijdstap Δt , de gecumuleerde volume-foutjes VCHGT en het aantal druk-snelheidsiteraties iter tijdens de volledige simulatieperiode, ter controle van de kwaliteit van de numerieke berekeningen.*

- (a) 0.0 - 3.0 s: het doorstromen van de poreuze muur, en de initiële uitstroming in de rechterraimte;
- (b) 3.0 - 6.0 s: het opvullen van de rechterraimte;
- (c) 6.0 - 15.0 s: het tot stilstand komen van het water.

In het eerste deel van periode (a), tussen 0.0 - 1.0 s, is iter tussen 20 en 70 begrepen, gedurende de doorstroming van poreuze muur. Daarna tijdens het tweede deel van (a), tussen 1.0 - 3.0 s (i.e. tijdens het begin van uitstroming), valt iter terug op gemiddeld iter = 30. Hierbij kan delt toenemen van 0.001 tot 0.01.

Tijdens de tweede periode (b), tussen 3.0 en 6.0 s, is er het turbulente vollopen van de rechterraimte achter de poreuze muur. Dan treedt een sterke variatie op voor iter tot 200, met een afname van Δt tot ongeveer 0.001 tot gevolg.

In de derde periode tussen 6.0 en 15.0 s, komt het water tot stilstand. Hier is iter weerom beperkt (iter = 20 à 30), en is er het continue stijgen van Δt tot 0.07 op $t = 15.0$ s.

Wanneer de vloeistofstroming ingewikkelder wordt, valt dit te merken aan het feit dat iter toeneemt. Zo is periode (b) woeliger dan periode (a) die op zijn beurt woeliger is dan periode (c). Er is ook een duidelijk verband tussen iter en Δt merkbaar. Het aantal drukiteraties iter wordt in het programma optimaal tussen 10 en 25 gehouden, anders is een automatische aanpassing van de tijdstap Δt mogelijk (m.b.v. de vlag AUTOT = 1). Zo wordt Δt gereduceerd als iter te groot wordt, cf. de stabiliteitsoverwegingen in par. 7.7.

VCHGT bevat de volumefoutjes tijdens de berekeningen: er treedt een relatief sterke toename op tijdens periode (a), waarna VCHGT relatief constant blijft in periodes (b) en (c). Uiteindelijk blijft de maximale waarde van VCHGT toch nog beperkt tot 0.7 % van het totale volume water in het berekeningsgebied. Zoals eerder vermeld in par. 7.4.2, blijft de invloed van de volumefoutjes zeer beperkt zolang dit percentage qua grootteorde tussen 1 % en 0.01 % blijft. Dit is hier het geval.

Tenslotte is nog een test op het behoud van massa (totaal volume water in berekeningsgebied) tijdens de berekeningen mogelijk. Het volume water (per strekkende meter) vóór de start van de berekeningen bedraagt 10.58 m^3 . Na 15 s zou, indien er geen volumeverlies is, en rekening houdend met de porositeit van de cellen in de poreuze muur, de waterdiepte van het water in rusttoestand, $h = 2.16 \text{ m}$ bedragen. Controle van de waterhoogte voor b.v. $x = 0.05 \text{ m}$ na 15.0 s levert $h = 2.154 \text{ m}$. Slechts 99.72 % van het totaal volume is behouden. Een andere -meer directe- methode om het volumeverlies te begroten is op elk tijdstip het totaal volume:

$$\text{Vol}_{\text{tot}} = \sum_i \sum_j n_{i,j} F_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j \quad (8.12.f)$$

in het berekeningsgebied bepalen. Het gebruik van deze formule (8.12.f) in het numeriek model levert na 15.0 s de waarde 99.87 % op. Finaal wordt besloten dat aan het behoud van massa voldaan is, met een afwijking van 0.13 %.

9.4 Validatie van golfgeneratie, -voortplanting en -absorptie

9.4.1 Generatie en voortplanting van lineaire golven over horizontale bodem

Ter validatie van de implementatie van de golfgeneratie enerzijds, en de berekening van de golfvoortplanting anderzijds, wordt een vergelijking gemaakt tussen de analytische en de numerieke resultaten voor de golfbeweging over horizontale bodem. In de numerieke golfgoot (Fig. 9.12) worden aan de linkerzijde lineaire golven gegenereerd met golfperiode $T = 0.60$ s, en golfhoogte variërend tussen $H = 0.001$ m en 0.03 m, in een waterdiepte $d = 0.30$ m. Aan de rechterzijde van de goot is een quasi perfect absorberende numerieke sponslaag aangebracht met lengte $x_s = 2L$, zodat geen gereflecteerde golfrein in de goot aanwezig is. De reflectiecoëfficiënt C_r blijkt na controle voor alle uitgevoerde proeven in deze paragraaf kleiner dan 5 %. Voor meer details van de reflectieperformantie van de numerieke sponslaag wordt verwezen naar de volgende paragraaf 9.4.2.

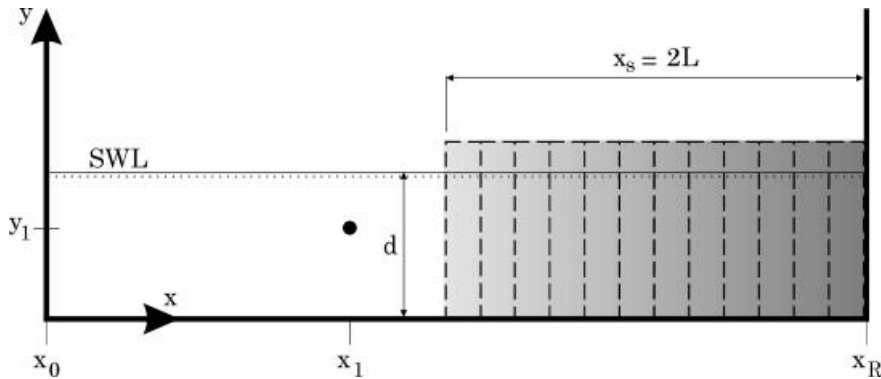


Fig. 9.12. Principeschets van de numerieke golfgoot gebruikt tijdens de validatie van de golfgeneratie en -voortplanting over horizontale bodem, met $x_1 = 0.835$ m, $x_R = 2.24$ m, $y_1 = 0.195$ m, $d = 0.30$ m.

Het berekeningsrooster is opgebouwd uit 227×43 cellen, met celafmetingen $\Delta x = \Delta y = 0.01$ m. De golflengte van de lineaire golf bedraagt $L = 0.561$ m, zodat de resolutie 56 cellen per golflengte bedraagt. Dit is ruim voldoende voor nauwkeurige berekeningen van golfvoortplanting over horizontale bodem. De viscositeit van het water bedraagt 1.3×10^{-6} m²/s. De tijdstap Δt bij het begin van de berekeningen bedraagt 0.01 s, en de factor ALPHA is 0.30. Ter plaatse van de ondoorlatende bodem is de free-slip randvoorwaarde opgelegd.

Aan de linkerrand worden de golven gegenereerd m.b.v. de ten behoeve van dit proefschrift ontwikkelde actieve golfgenererende-absorberende randvoorwaarde (AWAVOF-systeem). Het filterontwerp is gebaseerd op volgende karakteristieken: $x_1 = 0.835$ m, $y_1 = 0.195$ m, $d = 0.30$ m, $f_{\text{LOW}} = 1.60$ Hz, $f_{\text{HIGH}} = 2.0$ Hz, $J_f = 600$, $T_{\text{of}} = 6.0$ s. Het ontwerp is gemaakt met behulp van de eveneens ten behoeve van dit proefschrift ontworpen LabVIEW-software `GenerateFIRFilters.vi`. Merk op dat de digitale filters van het AWAVOF-systeem hier specifiek ontworpen zijn voor een relatief smal frequentiebereik rond de golffrequentie $f = 1/T = 0.60$ Hz. Fig. 9.13 toont de grafische voorstelling in tijds- en frequentiedomein van deze aangewende filters. Als belangrijk detail bij het filterontwerp wordt nog gewezen op het feit dat de tijdstap Δt_{VOF} van de numerieke berekening gelijk is aan de tijdstap Δt_f van de filter. Zo is geen extrapolatieproces vereist tijdens de golfgeneratie en kunnen geen foutjes t.g.v. dit proces geïntroduceerd worden (zie par. 8.5.2).

Eerst wordt de golfgeneratie aan de linkerrand (voor $x_0 = 0$) gecontroleerd: is de in het numeriek model VOFbreak^2 opgelegde verheffing η_i^{VOF} in overeenstemming met de theoretische (of analytische) verheffing η_i^{theo} van de invallende golf? Fig. 9.14 toont zowel de theoretisch gewenste als de numeriek bekomen verheffing van ϕ invallende golf met $H = 0.03$ m, ter plaatse van $x_0 = 0$, tussen $t = 5.0$ s en $t = 10.0$ s. De overeenstemming is exact, zowel wat de amplitudes als de fases van beide verheffingen betreft. De minimale afwijkingen zijn te wijten aan de zeer kleine gereflecteerde golfcomponent in de goot. Immers, de numerieke verheffing η_i^{VOF} is een superpositie van de theoretisch invallende golfcomponent η_i^{theo} en de additionele component η^* die de gereflecteerde component absorbeert. Hetzelfde perfecte resultaat is eveneens bekomen voor de twee andere golftreinen met $H = 0.001$ m en $H = 0.01$ m. Een snelle controle van de aan de linkerrand als randvoorwaarde

opgelegde horizontale en verticale snelheidsprofielen leert dat deze eveneens exact overeenstemmen met de theoretische snelheidsprofielen van de lineaire golftheorie.

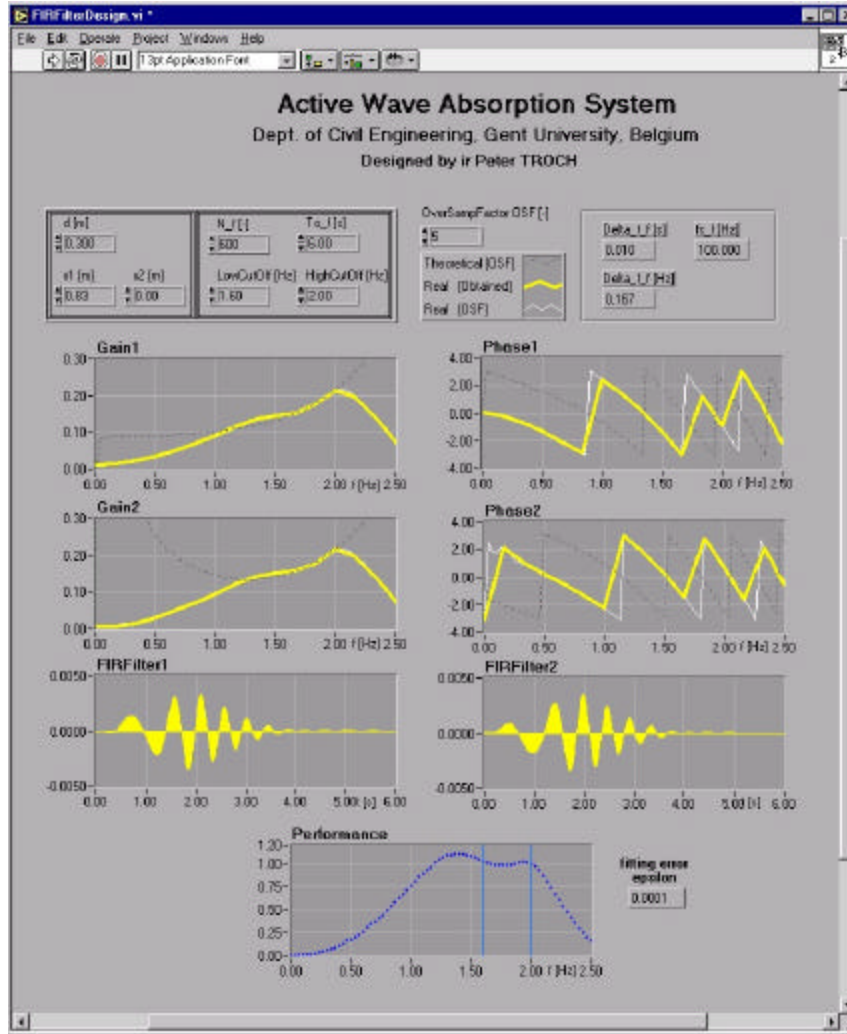


Fig. 9.13. Filterontwerp voor het (u, v) -AWAVOF systeem, met karakteristieken: $x_1 = 0.835$ m, $y_1 = 0.195$ m, $d = 0.30$ m, $f_{\text{LOW}} = 1.60$ Hz, $f_{\text{HIGH}} = 2.0$ Hz, $J_f = 600$, $T_{0f} = 6.0$ s.

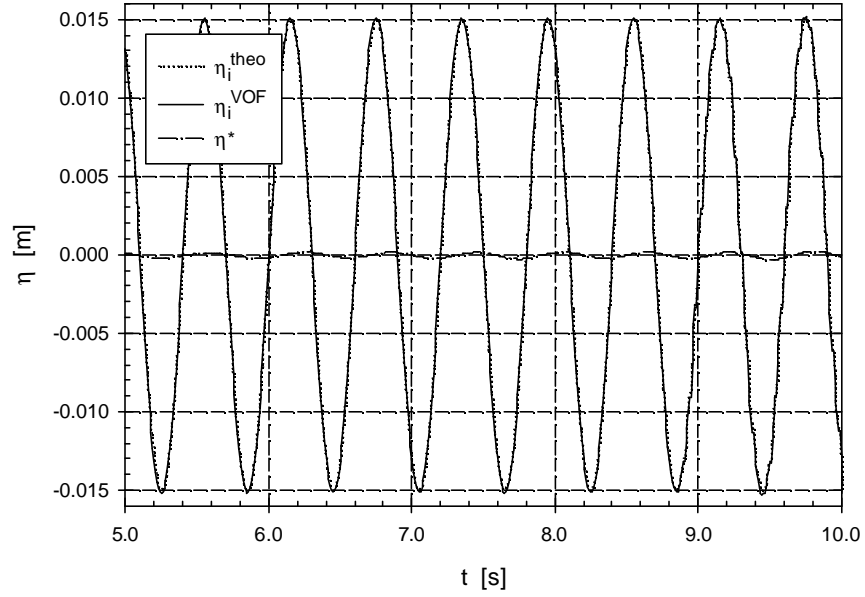


Fig. 9.14. *Verloop in functie van de tijd van de theoretisch gewenste verheffing η_i^{theo} , de numeriek opgelegde verheffing η_i^{VOF} , en de additionele golfcomponent η^* die de gereflecteerde component absorbeert, ter plaatse van de golfgenererende randvoorwaarde in $x_0 = 0$.*

Vanaf $t = 8.8$ s krijgt de numeriek verheffing η_i^{VOF} een trapvormig verloop. Op dit ogenblik verkleint de tijdstap Δt_{VOF} in het numerieke model omwille van de numerieke stabiliteitseisen. De digitale filters leveren niet langer op elke nieuwe tijdstap Δt_{VOF} een gewijzigde verheffing. Voor deze gevallen blijft de laatst beschikbare waarde behouden. Het blijkt uit deze proef dat dit proces de correcte golfgeneratie niet belemmert.

Als besluit wordt gesteld dat de golfgeneratie in de numerieke golfgoot correct geïmplementeerd is: lineaire golven worden aan de linkerrand gegenereerd met de vereiste verheffing en snelheden.

Vervolgens wordt de golfvoortplanting over horizontale bodem gevalideerd door de overeenstemming tussen de theoretische en numeriek berekende snelheidsprofielen ter plaatse van $x_1 = 0.835$ m (voor $i = 85$) te vergelijken. Fig. 9.15 toont deze snelheidsprofielen voor de drie golftreinen met resp. golfhoogtes $H = 0.001$ m, $H = 0.01$ m en $H = 0.03$ m, op het ogenblik van maximale (positieve en negatieve) amplitude. De volle lijnen duiden de theoretische profielen aan voor resp. de horizontale component u en de verticale component v , over de volledige hoogte y van de goot. Duidelijk merkbaar uit deze profielen is dat de golf een diepwatergolf is: immers $kd = 1.07\pi$, en de horizontale snelheidscomponent u is bijna gereduceerd tot 0 tegen de bodem (voor $y = 0$).

Voor de golf met $H = 0.001$ m is de lineaire golftheorie geldig, en is een vergelijking met de theoretische profielen optimaal. Deze theoretische profielen voor u en v zijn afgeleid van de resp. analytische oplossingen (8.25.b) en (8.25.c), voor $u(x = 0.840, y, t)$ en $v(x = 0.835, y, t)$. De overeenstemming tussen theoretische en numerieke snelheidsprofielen is zeer goed, zeker wat de verticale snelheidscomponent v betreft (Fig. 9.15 (a)). Voor de u -component, is er een kleine onderschatting van de positieve amplitudes over de volledige hoogte y . De onderschatting ter plaatse van $y = 0.25$ m bedraagt 11.8%. Dichtbij het SWP (voor y -waarden tussen 0.27 m en 0.30 m) wordt de afwijking voor negatieve amplitudes aanzienlijker. Een mogelijke oorzaak (van Gent, 1995) ligt in de (eerder rudimentaire) benadering van de randvoorwaarden aan het vrij wateroppervlak.

Voor de golf met $H = 0.01$ m is de lineaire golftheorie niet meer geldig, en dient in principe de 2^e orde Stokes theorie beschouwd te worden (par. 8.3.5.4). Wij beperken ons hier tot een discussie van lineaire golven. Duidelijk merkbaar in Fig. 9.15 (b) is de kleine toename van de onderschatting van de u -component voor de positieve amplitude (tot 14.5% voor $y = 0.25$ m), en er is zelfs voor de negatieve amplitude een kleine afwijking aanwezig. Verder is dichtbij het SWP de afwijking voor de amplitudes eveneens toegenomen. De negatieve amplitude van de v -component is nog steeds in overeenstemming met het theoretische profiel, de positieve amplitude vertoont nu ook een lichte onderschatting voor y -waarden groter dan 0.15 m: 20.9% voor $y = 0.25$ m.

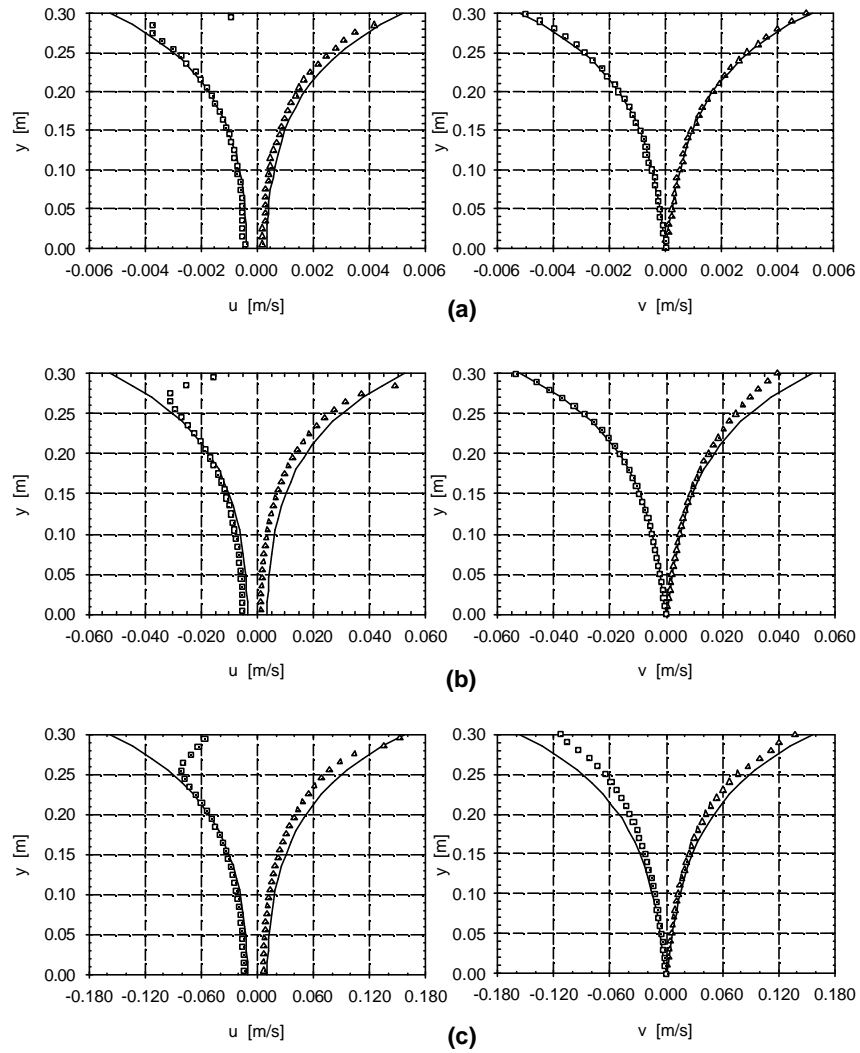


Fig. 9.15. *Vergelijking tussen theoretische (volle lijnen) en numeriek berekende (Δ en \square voor resp. positieve en negatieve amplitudes) horizontale (u) en verticale (v) snelheidsprofielen over de diepte y , ter plaatse van $x_1 = 0.835$ m, voor golfhoogtes $H = 0.001$ m (a), $H = 0.01$ m (b) en $H = 0.03$ m (c).*

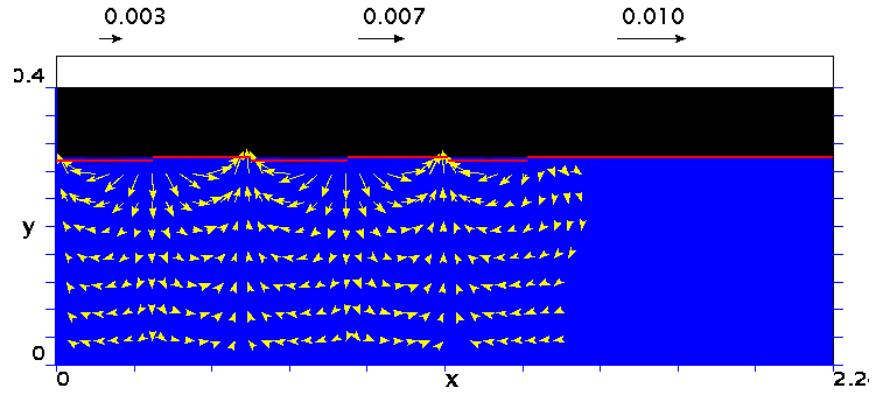
In het geval van een sterk niet-lineaire golf, voor $H = 0.03$ (Fig. 9.15 (c)), blijven alle hiervoor besproken afwijkingen aanwezig. Zo is de onderschatting van de positieve u -amplitude opgelopen tot 19.6% voor $y = 0.25$ m. Bovendien wijkt nu ook de negatieve amplitude van de v -component relatief veel af van het theoretische profiel: 30.6% voor $y = 0.25$ m. De onderschatting van de positieve amplitude van de v -component blijft op 18.8 % voor $y = 0.25$ m.

Ter illustratie is in Fig. 9.16 de vloeistofconfiguratie en het snelheidsvectorveld op $t = 6.0$ s weergegeven voor de lineaire golf met golfhoogte $H = 0.001$ m. Duidelijk waarneembaar is de karakteristieke voortplanting (over een afstand $2L$) van het aan de linkerrand opgelegde snelheidsprofiel. Daarna worden de golfsnelheden, en bijgevolg ook de voortplanting van de golf, relatief snel gedempt in de aangebrachte sponslaag. Reeds na één golflengte in de sponslaag zijn beide snelheidscomponenten quasi volledig geabsorbeerd, zoals zal blijken uit volgende paragraaf 9.4.2.

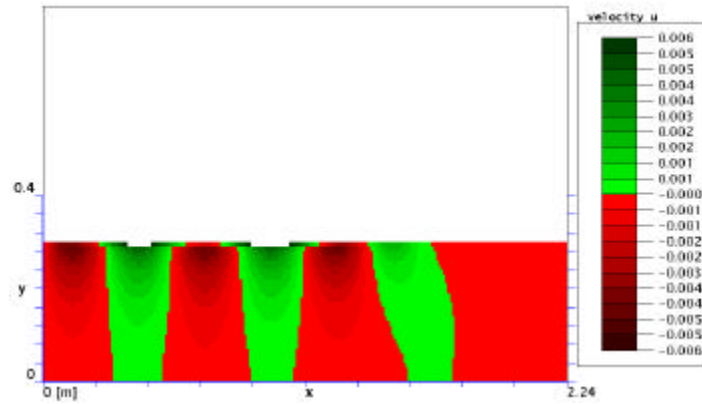
Als besluit kan gesteld worden dat de numerieke lineaire golfvoortplanting in de goot relatief goed in overeenstemming is met de theoretische. De afwijkingen nemen toe met toenemende niet-lineariteit van de golven. Hier kan sterk overwogen worden om een niet-lineaire golftheorie te gebruiken bij de golfgeneratie, teneinde de afwijkingen te reduceren. Deze interessante ontwikkelingen vallen echter buiten het kader van dit proefschrift. De horizontale snelheidscomponenten dichtbij het SWP komen minder goed overeen met de theoretische oplossingen, dit is te wijten aan de aangewende randvoorwaarden aan het vrij oppervlak.

Onderschrift bij figuur op volgende bladzijde

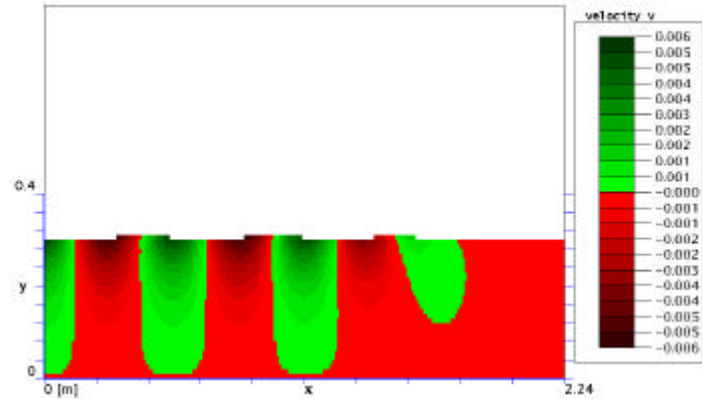
Fig. 9.16. (a) Vloeistofconfiguratie en snelheidsvectorveld op $t = 6.0$ s, voor de voortplanting van een lineaire golf met golfhoogte $H = 0.001$ m, golfperiode $T = 0.60$ s in waterdiepte $d = 0.30$ m, over horizontale bodem; (b) Contourplot met kleurlegende voor berekende variabelen u en v , op hetzelfde tijdstip. De numerieke sponslaag is aangebracht tussen $x = 1.14$ m en $x_R = 2.24$ m.



(a) Vloeistofconfiguratie en snelheidsvectorveld op $t = 6.0$ s



(b.1) Contourplot voor horizontale snelheidscomponent u op $t = 6.0$ s



(b.2) Contourplot voor verticale snelheidscomponent v op $t = 6.0$ s

9.4.2 Absorptieperformantie van de numerieke sponslaag

In deze paragraaf wordt de absorptieperformantie van de numerieke sponslaag bij aanwending in VOFbreak² onderzocht. Concreet worden de reflectie- en transmissiekarakteristieken van de in par. 6.2.2 voorgestelde twee types absorptiefuncties bepaald in functie van de lengte x_s van de sponslaag. Het doel is een efficiënte aanwending van deze sponslaag te bekomen, i.e. een minimale reflectie en transmissie met een zo kort mogelijke sponslaag-inbouwlengte.

De twee absorptiefuncties zijn de functie $A_1(x)$ (vergelijking 6.2) met ellipsvormig verloop (verder aangeduid met index E), en de functie $A_2(x)$ (vergelijking 6.3) met cosinusvormig verloop (verder aangeduid met index C). Fig. 9.17 toont de principeschets van de numerieke golfgoot-opstelling voor dit performantie-onderzoek. Aan de linkerrand van de goot wordt een golftrein gegenereerd met $H = 0.01$ m, $T = 0.60$ s in waterdiepte $d = 0.30$ m. De golflengte bedraagt $L = 0.561$ m. De te testen sponslaag met variabele lengte x_s wordt in de goot geplaatst op $2L$ afstand van de linkerrand. De lengte x_s varieert tussen $\frac{1}{3}L$ en $2L$. Achteraan de golfgoot, tegen de rechterrand, wordt een bijkomende sponslaag met lengte L aangebracht om de golftransmissie doorheen de sponslaag in het midden, te absorberen. De numerieke parameters van de test uit vorige paragraaf 9.4.1 blijven behouden. De horizontale lengte van de goot bedraagt hier $x_R = 3.30$ m, zodat er 333×43 cellen nodig zijn.

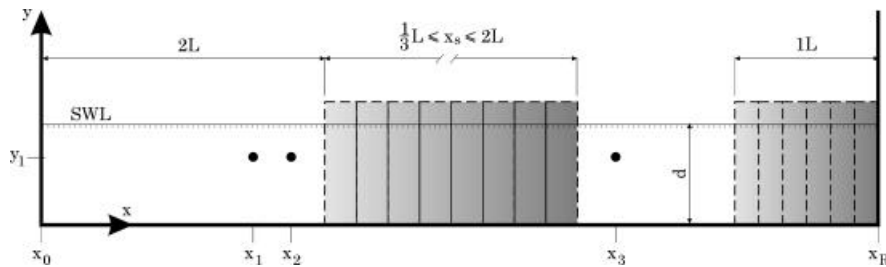


Fig. 9.17. *Principeschets voor performantieonderzoek van de numerieke sponslaag met variabele lengte x_s .*

De performantie van de in het midden van de golfgoot opgestelde sponslaag wordt getest door het opmeten van de reflectiecoëfficiënt C_r en de transmissiecoëfficiënt C_t . De reflectie wordt bepaald met behulp van de methode van Goda en Suzuki (1976). De druk $p(x, y, t)$ wordt in twee cellen vóór de sponslaag geregistreerd (p_1 in cel (85, 21) voor $x_1 = 0.835$ m, $y_1 = 0.195$ m; p_2 in cel (100, 21) voor $x_2 = 0.985$ m, $y_1 = 0.195$ m), en telkens geconverteerd naar de verheffing $\eta(x, t)$ m.b.v. vergelijking (8.25.d) geldig voor de lineaire golftheorie, hier herhaald:

$$p(x, y, t) = \eta(x, t) \rho_w g \frac{\cosh ky}{\cosh kd} + \rho_w g (d - y) \quad (8.25.d)$$

Uit (8.25.d) volgt de verheffing $\eta(x, t)$:

$$\eta(x, t) = \frac{1}{\rho_w g} \frac{\cosh kd}{\cosh ky} (p(x, y, t) - \rho_w g (d - y)) \quad (9.3)$$

Door gebruik te maken van vergelijking (9.3) kan de druk m.b.v. lineaire golftheorie omgezet worden in de verheffing op beide posities, waarna beide verheffingen (met tussenafstand $\Delta x_{12} = 0.150$ m = $0.27L$) als input van de reflectieanalyse van Goda en Suzuki (1976) gebruikt worden.

De transmissiecoëfficiënt, gedefinieerd als:

$$C_t = \frac{H_t}{H_i} \quad (9.4)$$

wordt berekend m.b.v. de golfhoogte H_t na transmissie doorheen de sponslaag, en de invallende golfhoogte $H_i = 0.01$ m. H_t wordt afgeleid van de drukmeting in punt $x_3 = 2.265$ m, $y_1 = 0.195$ m, nadat eerst de verheffing eveneens m.b.v. de conversieformule (9.3) bepaald is.

Tabel 9.2 geeft een overzicht van de uitgevoerde testen A t.e.m. G met de bijhorende dimensieloze lengte van de sponslaag x_s/L . Voor elke test is

telkenmale C_r en C_t bepaald per type absorptiefunctie (C of E). De resulterende reflectie- en transmissiecoëfficiënten zijn in grafiekvorm voorgesteld in functie van x_s/L , in Fig. 9.18.

Test naam	x_s/L [-]
A	1/2
B	1/3
C	2/3
D	1
E	4/3
F	3/2
G	2

Tabel 9.2. *Overzicht van testreeks ter bepaling van de absorptie-performantie van de numerieke sponslaag.*

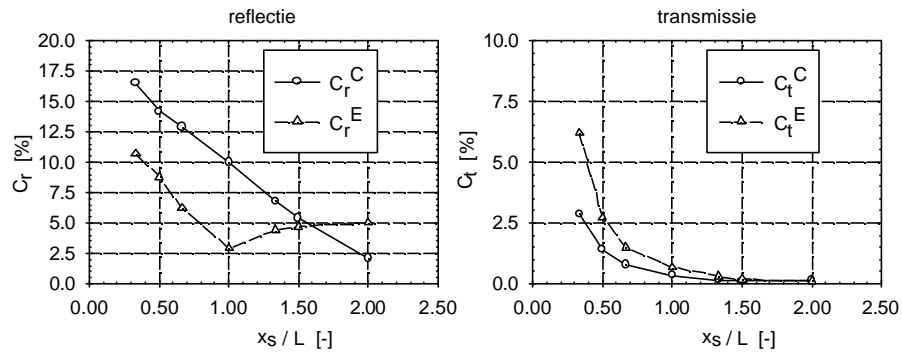


Fig. 9.18. *Reflectie- (C_r) en transmissie- (C_t) karakteristieken in functie van de sponslaaglengte x_s/L voor twee types absorptiefuncties: C (cosinusvormig verloop van $A_2(x)$), en E (ellipsvormig verloop van $A_1(x)$).*

Voor beide types absorptiefuncties C (cosinusvormig verloop) en E (ellips-vormig verloop), neemt de reflectiecoëfficiënt C_r af met toenemende lengte x_s/L voor x_s/L -waarden kleiner dan 1.0. De reflectie is merkkelijk kleiner voor E dan voor C. Bij $x_s = L$ bedraagt C_r^C nog steeds 10%, terwijl C_r^E dan al afgenomen is tot 2.9%. Voor x_s/L -waarden tussen 1.0 en 2.0 neemt de reflectie lichtjes toe tot de constante waarde 5% voor E, terwijl de reflectie blijft afnemen tot 2.1% voor C.

De transmissiecoëfficiënt C_t neemt voor beide C en E continu af, met exponentieel verloop, met toenemende lengte x_s/L . Hier is er een grotere transmissie doorheen de sponslaag met ellipsvormig verloop E. Dit is een logisch gevolg van de lagere reflectie voor E. Het verschil in transmissie tussen C en E is nog merkbaar aanwezig voor x_s/L -waarden kleiner dan 1.0, maar is verwaarloosbaar zodra x_s/L groter wordt dan 1.50.

Uit deze performantietesten kan volgende vuistregel voor praktische toepassingen afgeleid worden:

"Een efficiënte numerieke sponslaag wordt bekomen door het gebruik van de absorptiefunctie $A_1(x)$ (vergelijking 6.2) met ellipsvormig verloop, met als optimale lengte $x_{s,opt}$:

$$0.5L \leq x_{s,opt} \leq L \quad (9.5)$$

In dit geval blijft de reflectie beperkt tot minder dan 10% voor $x_{s,opt} = 0.5L$ en minder dan 3% voor $x_{s,opt} = L$. De transmissie is dan steeds beperkt tot minder dan 3%."

9.4.3 Generatie en voortplanting van eenlinggolf over horizontale bodem.

De voortplanting van een eenlinggolf (E: solitary wave) (zie par. 8.3.5.4) over een horizontale bodem is een klassiek testprobleem voor codes met een vrij oppervlak behandeling, omdat het probleem sterk niet-lineair is, en omdat de berekende resultaten kunnen vergeleken worden met de analytische oplossing (Lemos, 1996).

De definitieschets voor dit probleem is getekend in Fig. 9.19. De analytische oplossing voor de verheffing is gegeven door (Wiegel, 1964):

$$\eta(x, t) = H \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3H}{4d^3} \right)^{\frac{1}{2}} (x - Ct) \right] \quad (9.6)$$

met H de golfhoogte, d de constante waterdiepte, en C de celeriteit, met:

$$C = \sqrt{gd} \left(1 + \frac{H}{2d} \right) \quad (9.7)$$

Verder zijn de horizontale en verticale snelheden gegeven door resp.:

$$u(x, t) = \sqrt{gd} \frac{1}{d} H \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3H}{4d^3} \right)^{\frac{1}{2}} (x - Ct) \right] \quad (9.8)$$

$$v(x, y, t) = \sqrt{3gd} \left(\frac{H}{d} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{y}{d} \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3H}{4d} \right)^{\frac{1}{2}} (x - Ct) \right] \tanh \left[\left(\frac{3H}{4d} \right)^{\frac{1}{2}} (x - Ct) \right] \quad (9.9)$$

Deze analytische vergelijkingen (9.6) t.e.m. (9.9) zijn gebaseerd op de eerste orde-benadering van Boussinesq (of Laitone, zie Wiegel, 1964). Merk op dat het horizontale snelheidsprofiel $u(x,t)$, vergelijking (9.8), uniform is over de diepte y .

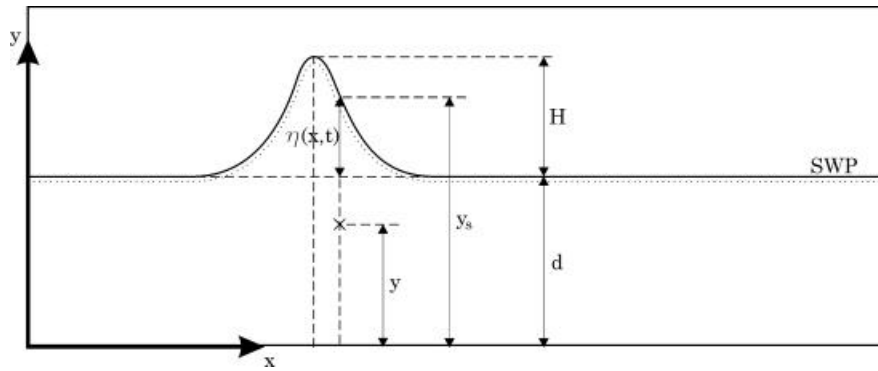


Fig. 19. Definitieschets voor de voortplanting van een eenlinggolf over horizontale bodem.

De waterdiepte in deze test is $d = 1.0$ m. Verder zijn gekozen: $g = 1.0$ m/s², en $\rho_w = 1.0$ kg/m³. De golfhoogte van de eenlinggolf in drie testreeksen bedraagt resp. $H = 0.10$ m, 0.20 m en 0.30 m. Het berekeningsgebied is gediscretiseerd m.b.v. 403×28 cellen in x - en y -richting respectievelijk, met een grid met $\Delta x = 0.10$ m, en $\Delta y = 0.07$ m. De lengte van de numerieke golfgoot is in dit geval $x_R = 40.0$ m. De kinematische viscositeit is vastgelegd op 1.3×10^{-6} m²/s, en ALPHA bedraagt 0.30 . De tijdstap is $\Delta t = 0.01$ s. De bodem is ondoorlatend en met free-slip randvoorwaarden gemodelleerd.

Vooreerst wordt gecontroleerd of de opgelegde randvoorwaarden voor verheffing en snelheden aan de golfgenererende linkerrand van de goot overeenstemmen met de analytische profielen van vergelijkingen (9.6), (9.8) en (9.9) resp. Fig. 9.20 (a) toont de resultaten van deze vergelijking voor de test met $H = 0.10$ m. Het blijkt dat de numeriek opgelegde verheffing η ter plaatse van $x = 0$ zeer goed het analytische profiel volgt, met uitzondering van een beperkte 'overshoot' ter plaatse van de kruin van de golf op $t = 10.0$ s. De opgelegde horizontale en verticale snelheden ter plaatse van $(x = 0, y = 0.875)$ vertonen eveneens een zeer goede overeenkomst. Fig. 9.20 (b) vergelijkt de numerieke en analytische profielen voor de test met $H = 0.30$ m. Hier is een beperkte 'undershoot' ter plaatse van de kruin van de golf op $t = 10.0$ s merkbaar. De horizontale snelheidscomponent vertoont perfecte overeenkomst, bij de verticale component in het punt $x = 0, y = 0.875$ is er

een zeer kleine afwijking ter plaatse van de maximale positieve en negatieve snelheden.

In het algemeen kan gesteld worden dat de numeriek opgelegde randvoorwaarden voor alle testen zeer goed de analytische profielen benaderen. Dit betekent dat de generatie van de eenlingolf correct geïmplementeerd is.

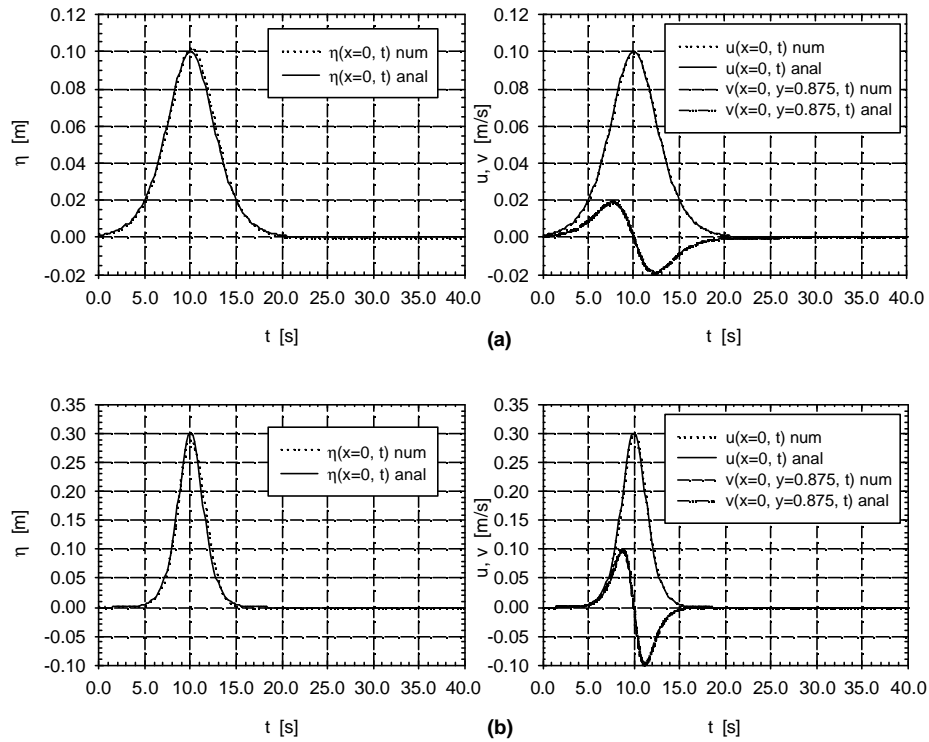


Fig. 9.20. *Vergelijking tussen de numeriek opgelegde randvoorwaarden en analytische oplossingen, voor de verheffing η en de snelheden u en v aan de linkerrand van de golfgoot ($x_0 = 0$), voor $H = 0.10$ m (a) en $H = 0.30$ m (b).*

Fig. 9.21 toont het berekende snelheidsvectorveld en de vrij oppervlak-configuratie voor de eenlinggolf met golfhoogte $H = 0.30$ m, op $t = 30.0$ s.

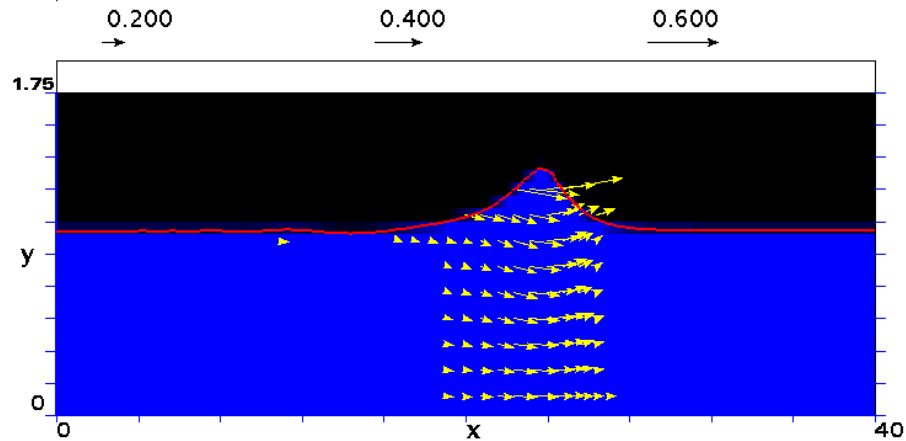


Fig. 9.21.a *Vloeistofconfiguratie, en snelheidsvectorveld op $t = 30.0$ s, voor de voortplanting van de eenlinggolf over horizontale bodem, berekend m.b.v. het numerieke model VOFbreak².*

Fig. 9.22.a toont de vergelijking van de verheffingen η/d op opeenvolgende posities ($x_1 = 4.95$ m, $x_2 = 9.95$ m, $x_3 = 14.95$ m en $x_4 = 19.95$ m) tussen de numerieke resultaten en de analytische oplossingen, voor de test met $H = 0.10$ m. Na voortplanting in de goot over een afstand van ongeveer 20 waterdieptes, zijn de numerieke resultaten in x_4 nog steeds zeer vergelijkbaar met de analytische oplossingen. Slechts een beperkte faseverschuiving is aanwezig. Fig. 9.22.b bevat een vergelijking van de resultaten voor de test met $H = 0.30$ m op de opeenvolgende posities x_1 t.e.m. x_4 , alsook op positie $x_5 = 24.95$ m. Uit de vergelijking van de randvoorwaarden (Fig. 9.20.b) was al duidelijk dat de numeriek berekende golfhoogte de totale golfhoogte $H = 0.30$ m net niet haalde aan de linkerrand van de goot. Tijdens de golfvoortplanting in de goot van x_1 naar x_5 echter groeit de numerieke golfamplitude lichtjes, wat kan wijzen op een lichte instabiliteit van het aangewende differentieschema. Het front van de eenlinggolf (de stijgende verheffing) is nauwkeurig gereproduceerd. De staart van de golf is echter minder nauwkeurig gemodelleerd, en bevat bovendien kleine dispersieve golfjes. Het onderhavige numerieke model is dus in staat om de voortplanting van sterk niet-lineaire golven relatief nauwkeurig te berekenen.

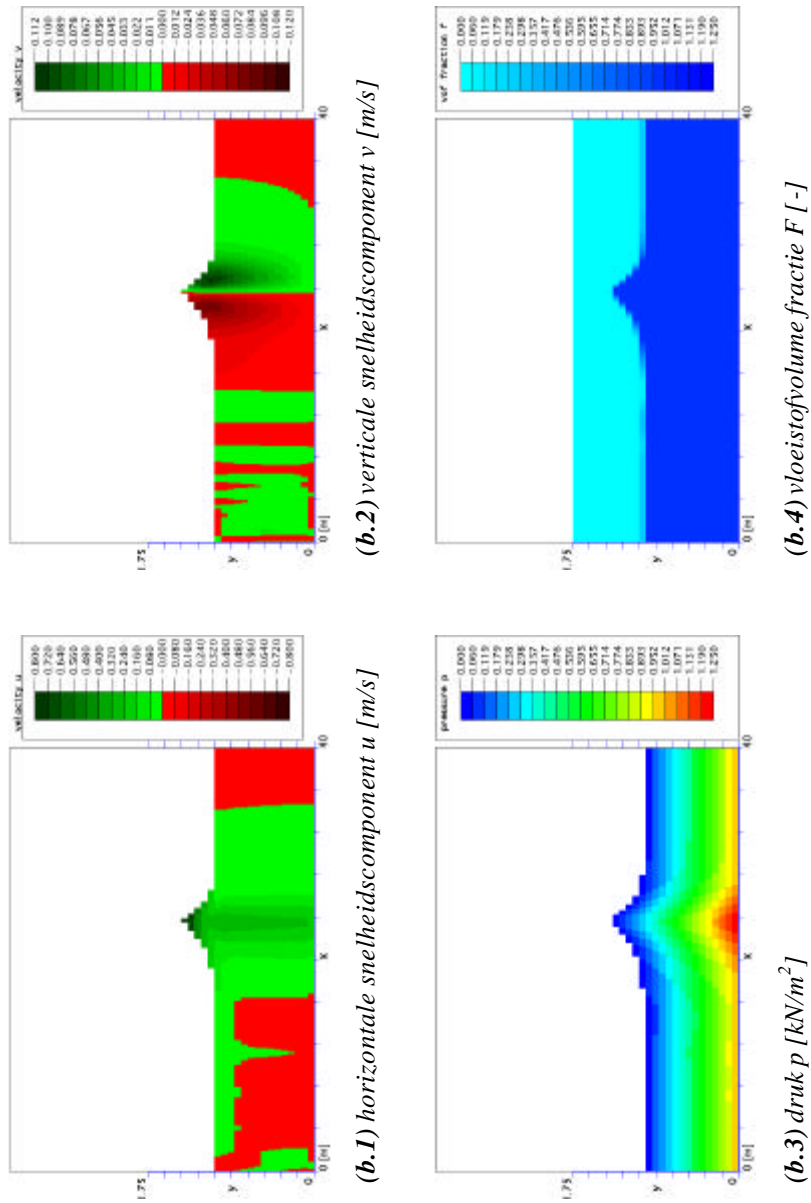


Fig. 9.21.b Contourplot met kleurlegende voor berekende variabelen u , v , p en F op hetzelfde tijdstip $t = 30.0$ s.

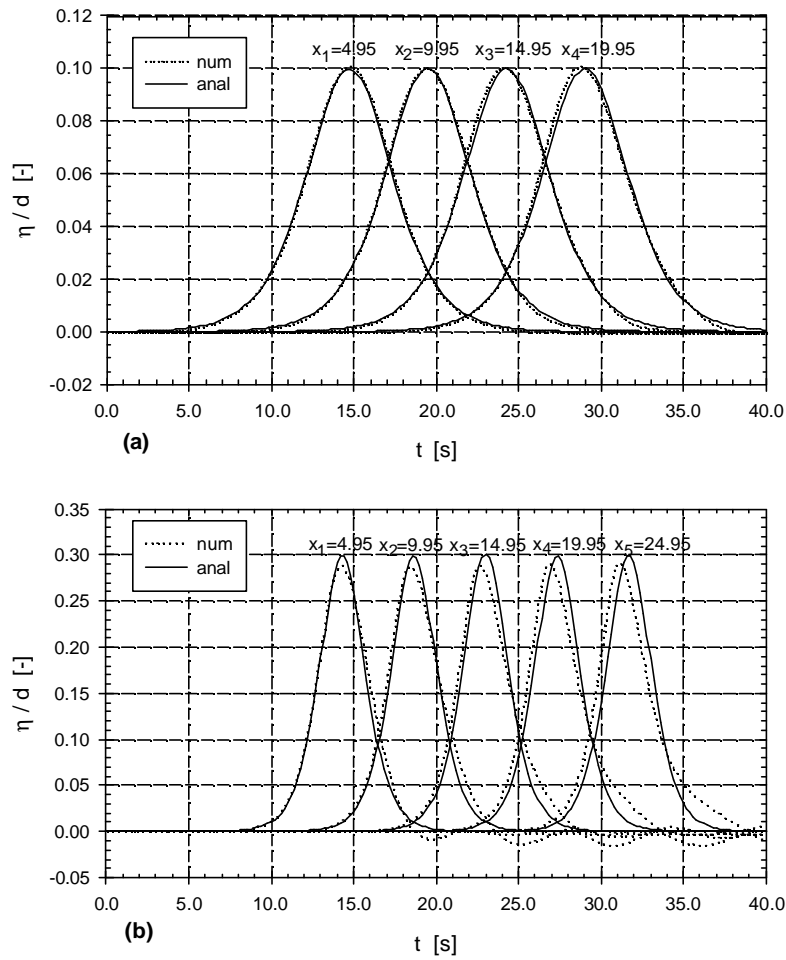


Fig. 9.22. *Vergelijking van de verheffingen η/d tussen numerieke berekeningen en analytische oplossingen, op opeenvolgende posities in de golfgoot, voor (a) $H = 0.10$ m, en (b) $H = 0.30$ m.*

Deze fenomenen zijn eveneens door Lemos (1996) vastgesteld. Lemos stelt verder dat de vastgestelde numerieke afwijkingen ten opzichte van de analytische oplossingen niet te wijten zijn aan het F-convectie algoritme. Ook stelt hij dat nog betere resultaten bekomen worden voor hogere orde benaderingen van de eenlinggolf. Lemos (1996) zelf gebruikt naast de eerste orde theorie van Boussinesq, ook nog een 3^e orde theorie ter verificatie van deze stelling. De numerieke afwijkingen zijn te wijten aan de doorgevoerde benaderingen in begin- en randvoorwaarden, aan de randvoorwaarden aan het vrij wateroppervlak en afrondingsfouten (E: truncation errors).

De verheffingen in Fig. 9.22 zijn opnieuw op onrechtstreekse wijze bepaald m.b.v. de numerieke drukmetingen op de verschillende posities in de goot. Voor de eenlinggolf wordt de druk gegeven door (Wiegel, 1964):

$$p = \rho_w g (y_s - y) \quad (9.10)$$

met $y_s = d + \eta$ (Fig. 9.19). De verheffing wordt bijgevolg verkregen uit (9.10) als:

$$\eta = \frac{p}{\rho_w g} - d + y \quad (9.11)$$

Voor de specifieke situatie van deze testen, met drukmetingen in cellen (i, 14), vereenvoudigt vergelijking (9.11) tot :

$$\eta = \frac{p}{\rho_w g} - 1.0 + 0.875 \quad (9.12)$$

of nog:

$$\eta = \frac{p}{\rho_w g} - 0.125 \quad (9.12)$$

met $\rho_w g = 1 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s}^2)$.

Fig. 9.23 toont de numerieke resultaten voor de verheffingen η/d voor de test met $H = 0.20 \text{ m}$, op opeenvolgende posities $x_0 = 0.0 \text{ m}$, $x_1 = 5.0 \text{ m}$, ..., $x_i = 5i$, ... gedurende een tijdsspanne van 70.0 s . Dit is voldoende lang om de eenlinggolf te laten voortplanten in de goot, tegen de verticale rechterrاند op te lopen (maximale oploop op $t = 46.0 \text{ s}$), en terug naar de linkerrand voort te planten. De relatieve oploophoogte tegen de verticale wand bedraagt:

$$\frac{R}{d} = 0.41 \quad (9.13)$$

Wu (1994) presenteert experimentele waarden (van Street en Camfield, 1966) en zijn eigen numerieke waarden voor de relatieve oploophoogte van eenlinggolven in functie van de relatieve golfhoogte H/d . Voor het geval $H/d = 0.2$ vindt Wu zeer goede overeenstemming tussen experimentele en numerieke waarden, met $R/d = 0.42$. Dit is in goede overeenstemming met de waarde (9.13) bekomen met VOFbreak².

De animatie `solit3.avi` op de CD-ROM toont deze voortplanting en oploop van de eenlinggolf (met $H/d = 0.2$) tegen de verticale rechterwand (versneld afgespeeld met factor 3).

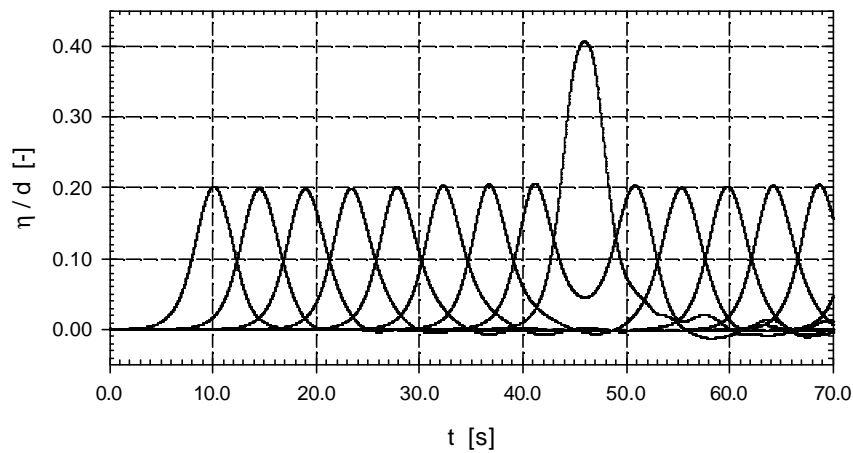


Fig. 9.23. Verheffingen η/d op opeenvolgende posities $x_i = 5i$, voor $H = 0.20$ m. De hoogste piek voor $x_i = 40.0$ m geeft de oploop tegen de verticale rechterwand weer.

9.4.4 Performantie van het actieve absorptiesysteem AWAVOF

Aan de hand van een aantal numerieke simulaties met VOFbreak² zal de performantie van de numerieke golfgenererende en -absorberende randvoorwaarde AWAVOF getest worden. Deze numerieke simulaties omvatten zowel het geval van zuivere absorptie, als het geval van gecombineerde generatie en absorptie.

De lezer wordt verwezen naar par. 5.2 van Bijlage H voor een gedetailleerde beschrijving van deze simulaties, die integraal deel uitmaken van de ontwikkelingen in dit proefschrift. Gezien de beschikbaarheid van de berekeningen in Bijlage H, zijn deze uiteraard hier niet meer hernomen. Kort zullen de achterliggende filosofie en resultaten samengevat worden.

In het geval van zuivere absorptie van golven aan de linkerrand van de goot, worden de golven aan de rechterrand gegenereerd. De AWAVOF randvoorwaarde zal geen invallend golfsignaal genereren, maar wel de golfcomponent η_{-R} die de van rechts naar links lopende golf zal absorberen. De performantie van de randvoorwaarde wordt getest aan de hand van de vergelijking tussen de aan de rechterrand gegenereerde verheffing en snelheden, en de aan de linkerrand ontwikkelde verheffing en snelheden. Optimale performantie wordt bereikt wanneer deze verheffingen en snelheden aan beide randen dezelfde grootte hebben. In dat geval wordt de gegenereerde golf perfect geabsorbeerd. Vier simulaties zijn uitgevoerd, met golfhoogtes gelijk aan $H_i = 0.001$ m, 0.01 m, 0.02 m en 0.03 m. Fig. 9 in par. 5.2.1 van Bijlage H toont een typisch resultaat van de simulaties. Voor de lineaire golf, met $H_i = 0.001$ m, is de absorptie perfect. Bij toenemende golfhoogte neemt de afwijking lichtjes toe, tot 15 % van de invallende golfhoogte voor de test met $H_i = 0.03$ m.

In het geval van gecombineerde generatie en absorptie aan de linkerrand van de goot, wordt een staande golf gegenereerd in de goot. Het gedrag van de staande golf, beïnvloed door de performantie van de numerieke randvoorwaarde AWAVOF, wordt getest door verheffing en snelheden in een buik en een knoop van de staande golf te analyseren. In een knoop van een perfecte staande golf b.v. is de druk (als onrechtstreekse opmeting van de verheffing) en de verticale snelheidscomponent gelijk aan nul, terwijl de horizontale snelheidscomponent de maximale amplitude heeft. De fout wordt hier gedefinieerd als de afwijking van druk en verticale snelheid van de verwachte nul-waarde. Fig. 10 en Fig. 11 in par. 5.2.1 van Bijlage H tonen

het typische resultaat voor de simulatie met $H_i = 0.01$ m. Opnieuw is er geen fout aanwezig voor de lineaire golf, en neemt de fout beperkt toe met toenemende golfhoogte.

De hiernavolgende numerieke simulaties van hoofdstuk 9 tonen aan dat het volledige systeem stabiel blijft, ook voor grotere golfhoogtes en langdurige simulaties. Het AWAVOF systeem kan niet perfect functioneren als de te absorberen golfcomponent niet-lineair is. Immers AWAVOF is gebaseerd op lineaire golftheorie. Het is echter zeer opmerkelijk dat zelfs voor aanzienlijk niet-lineaire golven in de goot, het systeem stabiel blijft. De belangrijkste verklaring hiervoor is dat het systeem aanvaardbaar functioneert zolang voldoende energie uit de gereflecteerde golf genomen wordt, zodat deze energie niet meer re-reflecteert en zich langzaam opbouwt in de goot.

9.5 Validatie van golfinteractie met stortsteengolfbreker met behulp van resultaten van fysische schaalproeven

9.5.1 Inleiding

Na de relatief eenvoudige validaties uit voorgaande paragrafen, volgt nu een tweedimensionaal geval van een stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie, onder regelmatige golfaanval. De fysische validatiegegevens zijn afkomstig van experimentele proeven uitgevoerd op een fysisch model. De opstelling en de resultaten van de fysische schaalproeven zijn beschreven in resp. Bijlage D en par. 5.5. Hier zal nu getracht worden dezelfde proeven numeriek uit te voeren, ter validatie van het numerieke model.

Deze paragraaf 9.5 is merkkelijk uitgebreider dan de andere paragrafen van hoofdstuk 9, wat duidt op het belang van dit validatieproces. Eerst worden de geometrie, golfrandvoorwaarden, numerieke instrumentatie en run-time parameters van de numerieke simulaties kort toegelicht, vervolgens komt de bespreking van de validatieresultaten uitgebreid aan bod.

9.5.2 Meetopstelling in de numerieke golfgoot

9.5.2.1 Geometrie

Een poreuze golfbreker, met vertikaal front en gehelde achterzijde, is gepositioneerd in een numerieke golfgoot met lengte 10 m, tussen $x = 8.0$ m en $x = 9.84$ m. De hoogte van de golfbreker is 0.57 m, de lengte van de horizontale kruin is 1.08 m. De waterdiepte in de goot bedraagt $d = 0.40$ m. Deze geometrie stemt overeen met de geometrie van de fysische schaalproeven.

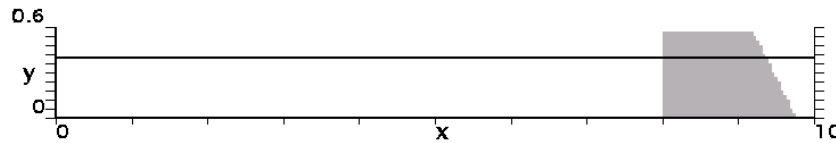


Fig. 9.24. Geometrie van de numerieke golfgoot-opstelling, met poreuze golfbreker aan de rechterzijde, en golfgeneratie en -absorptie aan de linkerrand.

De totale lengte van de numerieke goot is gevoelig beperkt t.o.v. de lengte van de fysische golfgoot (zie verder). Aan de linkerzijde van de numerieke golfgoot ($x = 0.0$ m) worden de regelmatige golven met golfhoogte H en periode T gegenereerd, en worden de door de golfbreker gereflecteerde golven geabsorbeerd met behulp van het AWAVOF-actieve absorptiesysteem. Fig. 9.24 toont de geometrie van de numerieke golfgoot-opstelling. De verticale y -as is tweemaal groter getekend dan de horizontale x -as.

De numerieke golfgoot is samengesteld uit een rooster van rechthoekige cellen, met afmetingen $\Delta x = 0.04$ m (in horizontale richting) en $\Delta y = 0.03$ m (in verticale richting). In totaal worden 253×23 cellen gebruikt. De x -as loopt van links naar rechts tussen 0 en 10.0 m, de y -as loopt van onder naar boven tussen 0 en 0.6 m. Deze discretisatie beantwoordt aan de volgende criteria:

- de totale lengte van de numerieke golfgoot mag niet te lang zijn, om nog een aanvaardbare computerrekentijd (E: CPU-time) te behouden;
- de totale lengte dient echter, naast de vereiste lengte voor inbouw van de golfbreker, ook nog minstens twee golflengtes vóór de golfbreker te bevatten, om enerzijds te invallende golf te laten 'groeien' tot een fysisch correcte ondiepwatergolf (i.e. de invloed van de lineaire golfrandvoorwaarde dient uitgestorven te zijn) vooraleer de golf de golfbreker ontmoet, en om anderzijds de filters van het actieve absorptiesysteem AWAVOF optimaal te ontwerpen;
- de celafmetingen kunnen niet al te klein genomen worden, omwille van dezelfde rekentijd-eis;
- De resolutie in horizontale richting bedraagt liefst minstens $L/\Delta x = 30$ à 40 , in dit geval is $L/\Delta x = 70$ à 100 en bijgevolg is de resolutie ruim voldoende;
- de 'aspectratio' $\Delta x/\Delta y$ van de cellen van het berekeningsgebied dient dichtbij de waarde 1 te liggen, met maximale afwijking $\Delta x/\Delta y = 4/3$, in dit geval zijn de celafmetingen gekozen zodat exact $\Delta x/\Delta y = 4/3$.

9.5.2.2 Stortsteenmateriaal

De golfbreker is opgebouwd uit homogeen stortsteenmateriaal met porositeit $n = 0.426$, en met gemiddelde korreldiameter $d_{50} = 0.0181$ m. Als vormfactoren voor het Forchheimer model zijn ingesteld: $\alpha = 3009$ en $\beta = 2.45$. Ter herinnering, deze materiaalkarakteristieken zijn afkomstig uit Tabel D.2 in Bijlage D. Verder is de inertieterm in de Forchheimer-uitdrukking (3.46) niet beschouwd in de berekeningen.

Aangezien de frontale zijde van de golfbreker verticaal is, vallen de randen van de eerste kolom met poreuze cellen samen met deze verticale wand, en is er geen probleem bij het modelleren van de golfbreker-voorzijde. In het geval van een hellend golfbreketalud, wordt dit talud trapsgewijze gemodelleerd. De rand van het talud wordt benaderd door de opeenvolgende horizontale en verticale randen van de poreuze cellen. Deze benadering kan aanleiding geven tot onnauwkeurigheden, zeker wanneer de celafmetingen relatief groot zijn t.o.v. de golfbrekerdimensies. Hier wordt het hellend talud aan de achterzijde van de golfbreker trapsgewijs gemodelleerd. Deze benadering zal in volgende paragraaf 9.6 terug aan bod komen voor het geval van een conventionele golfbreker met hellende taluds.

9.5.2.3 Golfrandvoorwaarden

De rechter-, onder- en bovenrand van het berekeningsgebied zijn eenvoudigweg als 'free-slip' randvoorwaarde gemodelleerd (met resp. codes $WR = WB = WT = 2$).

De linkerrand is als actieve golfgenererende-absorberende randvoorwaarde ($WL = 9$) gemodelleerd. Het AWAVOF-systeem maakt gebruik van de snelheidsinformatie (u, v) in één punt ($x_1 = 3.02, y_1 = 0.255$), dit is het midden van cel ($i = 77, j = 10$). Met de klassieke notaties van de lineaire golftheorie noteert men coördinaat $z_1 = -0.145$ in plaats van y_1 . De keuze van de x -coördinaat is gebaseerd op het optimale ontwerp van de filters. De keuze van de y -coördinaat is gebaseerd op het vermijden van de sterk niet-lineaire zone van de golfwerking, met $y_1 \approx d/3$ (zie par. 8.3.5.4.4). Het aantal filtercoëfficiënten bedraagt $J_f = 600$, met duurtijd van de filter $T_{0f} = 6.0$ s, zodat het filter-tijdsinterval $\Delta t_f = 0.010$ s bedraagt. De tijdstap van de numerieke berekening is verder vastgelegd op $\Delta t_{VOF} = 0.002$ s, zodat de verhouding tussen beide tijdsintervallen een

factor 5 bedraagt. Als onder- en bovengrenzen voor het filterontwerp zijn $f_{\text{LOW}} = 0.30 \text{ Hz}$ en $f_{\text{HIGH}} = 0.70 \text{ Hz}$ gekozen.

9.5.2.4 Numerieke instrumentatie

Om de golfinteractie met de golfbreker te bestuderen in de numerieke golfgoot, zijn een aantal numerieke meetinstrumenten aangebracht die het gedrag van de golven en van de structuur opmeten.

Eén druksensor is aangebracht net vóór de golfbreker, in cel (201, 10) met coördinaten $(x_{i,201} = 7.98, y_{j,10} = 0.255)$, een andere druksensor is aangebracht achter de golfbreker, in cel (249, 10) met coördinaten $(x_{i,249} = 9.90, y_{j,10} = 0.255)$. Deze druksensoren zijn geplaatst ter bepaling van golfoploop en golftransmissie respectievelijk. Het door deze numerieke druksensoren geregistreerde druksignaal wordt omgezet naar een verheffing m.b.v. de lineaire golftheorie, cf. vergelijking (9.3).

Tenslotte is een matrix van druksensoren aangebracht in de kern van de golfbreker, overeenkomstig de plaatsing van de druksensoren in het fysische model (cf. Fig. 5.8). De plaats van deze sensoren is gelegen in het snijpunt van de horizontale lijnen door $j = 5, 8$ en 11 (met resp. coördinaten $y_{j=5} = 0.105$, $y_{j=8} = 0.195$ en $y_{j=11} = 0.285$), en de verticale lijnen door $i = 204, 209, 214, 219$ en 224 (met resp. coördinaten $x_{i=204} = 8.10$, $x_{i=209} = 8.30$, $x_{i=214} = 8.50$, $x_{i=219} = 8.70$ en $x_{i=224} = 8.90$). Deze numerieke drukmetingen zullen aangewend worden ter validatie van de poriëndrukken in de kern.

Echter veel meer informatie dan de hierbij opgesomde drukmetingen, is beschikbaar: alle horizontale en verticale snelheidscomponenten u en v , en de druk p van het volledige berekeningsgebied worden in een bestand opgeslagen gedurende de totale berekende duurtijd $tw_{\text{fin}} = 60 \text{ s}$, met tijdsinterval $prtdt$.

9.2.5.5 Runtime parameters

Zoals eerder vermeld is gekozen voor een berekeningstijdstap $\Delta t_{\text{VOF}} = 0.002 \text{ s}$. Om de numerieke stabiliteit te garanderen, is $\nu = 1.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$

en $\text{ALPHA} = 1.0$ gekozen. De berekeningen worden uitgevoerd tot $t_{\text{fin}} = 60.0$ s. Deze duurtijd garandeert, na een initiële fase van ongeveer 20 à 30 s waarin het systeem tot een stabiele regimetoestand komt, een voldoende lange tijdsduur waarbinnen representatieve metingen kunnen gebeuren. De berekeningsresultaten worden elke $\text{prtdt} = 0.20$ s weggeschreven naar het uitvoerbestand. Op een Pentium II PC met 333 MHz, is de vereiste berekeningstijd voor één simulatie ongeveer 4 à 5 uur.

9.5.3 Validatieresultaten en bespreking

9.5.3.1 Uitgevoerde numerieke simulaties

Volgende proeven met regelmatige golven zijn uitgevoerd: reg09, reg10, reg11, reg16, reg19, reg22. Deze zes proeven zijn geselecteerd uit het beschikbare aanbod van Tabel D.11, en bevatten voldoende variatie in H en T . Tabel 9.3 verzamelt nogmaals de golfkarakteristieken van deze geselecteerde proeven. In het kader van dit proefschrift worden geen onregelmatige golven gebruikt: de onregelmatige golf-randvoorwaarde (zie par. 8.3.5.3) is nog niet geïmplementeerd in het numerieke model. Zodra deze beschikbaar is, kan eveneens de validatie voor onregelmatige golven uitgevoerd worden.

T [s]	f [Hz]	H [m]		
		0.04	0.06	0.08
1.60	0.62		REG16	
1.80	0.56	REG09	REG10	REG11
2.01	0.50		REG19	
2.18	0.46		REG22	

Tabel 9.3. *Overzicht van de numerieke simulaties met VOFbreak² ter validatie met experimentele meetgegevens.*

De op de bijgevoegde CD-ROM aanwezige animatie `reg10.avi` toont het typische resultaat van de numerieke simulatie van test reg10, en geeft een goed algemeen fysisch inzicht in de numeriek geproduceerde getallen. De animatie toont, vanaf het begintijdstip van de berekening op $t = 0$ s tot ongeveer $t = 50$ s, de voortplanting van de regelmatige golven gevolgd door de opbouw van het staande golvenpatroon, de golfoploop met de interactie met de structuur, en de positie van het wateroppervlak vóór en in de

golfbreker. De visuele indruk is sterk gelijkend op de visuele waarnemingen bij het uitvoeren van de fysische modelproeven. Ook de animatie `reg19.avi` is beschikbaar, en geeft een visuele appreciatie van de numerieke simulatie van test `reg19`.

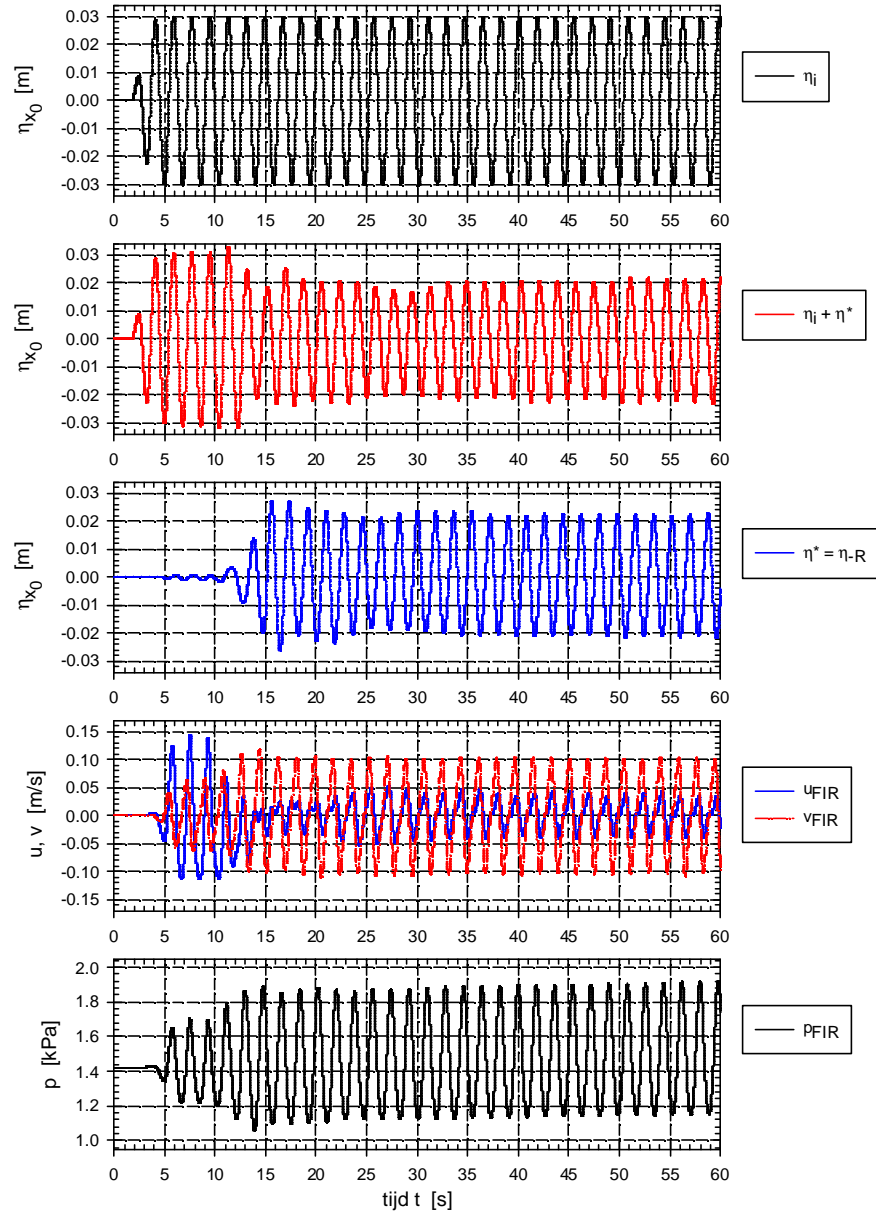
Het validatieproces van de golfinteractie met de structuur wordt hier als volgt beschouwd. De experimentele meetgegevens van de fysische modelproeven, zoals beschreven in par. 5.5, worden als referentiewaarden beschouwd. In de numerieke simulaties wordt gepoogd, met dezelfde geometrie van de structuur, en met identieke materiaalkarakteristieken en golfrandvoorwaarden, vergelijkbare numerieke meetgegevens te berekenen. Deze meetgegevens hebben betrekking op golfreflectie, -oploop, -transmissie, en poriëndrukken. De vergelijking tussen de experimentele en numerieke waarden wordt verder besproken in de hiernavolgende paragrafen.

9.5.3.2 Golfreflectie

De gereflecteerde golfcomponent η_R kan bij gebruik van het AWAVOF-systeem heel eenvoudig geïdentificeerd worden. Immers de golfcomponent η_{-R} , die dezelfde amplitude heeft als de gereflecteerde component η_R wordt door het filter-systeem berekend, om uiteindelijk η_R te kunnen absorberen. Het bepalen van de golfhoogte van η_{-R} (via spectraalanalyse) levert bijgevolg de gereflecteerde golfhoogte H_r , en de reflectiecoëfficiënt is dan $C_r = H_r/H_i$ cf. vergelijking (6.1).

Als voorbeeld wordt de actieve absorptie in test `reg10` nauwkeurig bekeken. Fig. 9.25 toont een overzicht van de gewenste invallende golfverheffing η_i aan de rand $x_0 = 0$, de werkelijk aan de rand opgelegde golfverheffing $\eta_i + \eta^*$, en de door de digitale filters bepaalde correctieterm $\eta^* = \eta_{-R}$.

Na ongeveer 15 s wordt de gereflecteerde golfcomponent η_R opgebouwd, zodat de correctieterm η^* eveneens belangrijk wordt, en de amplitude van de golfverheffing aan de rand reduceert van 3 cm voor h_i naar iets meer dan 2 cm voor $\eta_i + \eta^*$. Na ongeveer 30 s is het proces van de actieve absorptie stabiel, en wordt $\eta_i + \eta^*$ met ongeveer constante amplitude gegenereerd.



Onderschrift bij figuur op vorige bladzijde

Fig. 9.25. *Overzicht van de bij de “actieve golfgenererende – absorberende golfrandvoorwaarde” betrokken tijdreeksen, in het geval van de numerieke simulatie van reg10.*

Deze stabiliteit in het systeem is eveneens duidelijk merkbaar aan de snelheidscomponenten u , v en de druk p in $(x_1 = 3.02, y_1 = 0.255)$, het punt waar AWAVOF de snelheidsinformatie betreft (Fig. 9.25).

Dezelfde stabiliteit is ook aanwezig voor alle andere numerieke testen, en toont de efficiëntie van het AWAVOF systeem voor werkelijke toepassings-gerichte simulaties.

Tabel 9.4 bevat de resultaten van de reflectieanalyse voor de betreffende numerieke simulaties. Fig. 9.26 toont de numerieke resultaten in grafiek-vorm, tezamen met de resultaten van de fysische modelproeven (overgenomen uit Fig. 5.12).

Test	C_r [%]		R_u [cm]		H_t [cm]	
	fysisch	numeriek	fysisch	numeriek	fysisch	numeriek
reg09	67.7	72.0	3.18	3.26	0.21	0.010
reg10	69.8	71.7	4.79	4.63	0.26	0.013
reg11	71.6	69.9	6.42	6.01	0.29	0.018
reg16	67.5	80.3	5.38	5.33	0.10	0.014
reg19	68.5	83.3	5.04	5.13	0.38	0.019
reg22	75.2	68.2	6.76	4.58	0.41	0.022

Tabel 9.4. *Vergelijking van de resultaten van de fysische proeven en de numerieke simulaties m.b.t. de reflectiecoëfficiënt C_r , de golfploop R_u , en de getransmitteerde golfhoogte H_t .*

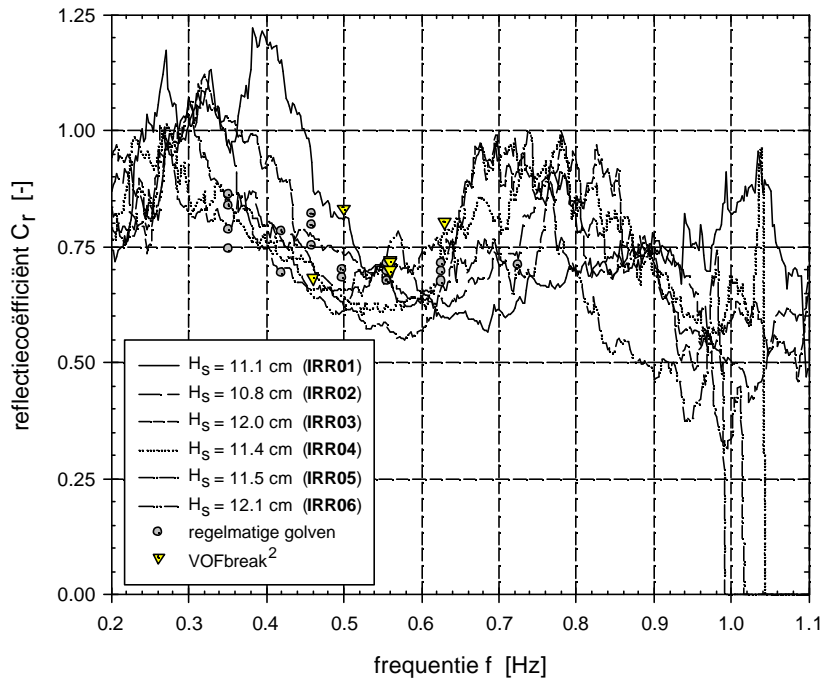


Fig. 9.26. *Vergelijking tussen de reflectiecoëfficiënt C_r van experimentele testen (voor regelmatige en onregelmatige golven, overgenomen uit Fig. 5.12) en reflectiecoëfficiënt C_r van numerieke simulaties.*

Er is goede overeenkomst tussen de numerieke en fysische waarden van de reflectiecoëfficiënt voor testen reg09, reg10 en reg11. De maximale afwijking bedraagt 6% voor test reg09. De overige drie testen vertonen een aanzienlijker verschil. Voor reg16 en reg19 geven de numerieke waarden een beperkte overschatting van de reflectie (tot ongeveer 20%), terwijl voor reg22 de numerieke waarde een beperkte onderschatting (van 9%) geeft.

Het is moeilijk om definitieve conclusies m.b.t. de validatie te formuleren gebaseerd op de analyse van de reflectiecoëfficiënt, gezien de beperktheid van de toepassing van de -lineaire- golfreflectieanalyse methode (zie de bespreking van de bepaling van de reflectiekaracteristieken voor fysische proeven, in par. 5.5.3.2). Algemeen geldt als conclusie dat de reflectiecoëfficiënt C_r dezelfde grootteorde bezit in de fysische en numerieke testen. De andere fysische processen dienen bijkomend beschouwd te worden voor een nauwkeuriger validatie.

9.5.3.3 Golfoploop

De golfoploop R_u , afgeleid van de numerieke simulaties, is op volledig analoge wijze bepaald zoals bij de analyse van de fysische proeven, nl. de helft van de geregistreerde golfhoogte in WG4 overeenkomstig vergelijking (5.29) voor regelmatige golven.

De resultaten voor golfoploop zijn verzameld in Tabel 9.4, en in Fig. 9.27, en bevatten ter vergelijking de golfoploopresultaten van de fysische modelproeven.

De numeriek bepaalde golfoploop voor test reg22 is aanzienlijk kleiner (32%) dan de fysische waarde. Dit is waarschijnlijk te wijten aan het verschil in invallende golfhoogte tussen de numerieke simulatie (met $H_i = 6$ cm) en de fysische test (met $H_i = 7.06$ cm volgens Tabel 5.2): de kleinere golfhoogte in de numerieke simulatie geeft een kleinere golfoploop.

De overige testen resulteren in onderling zeer vergelijkbare golfoploopwaarden, met een maximale afwijking van 1 % voor reg16 tot 6% voor reg11. T.o.v. de best passende rechte doorheen alle experimentele golfoploop-waarden (5.31) is er een kleine onderschatting waarneembaar. Dit is toe te schrijven aan het feit dat de fysische testen, gekozen voor numerieke simulatie, allemaal onder deze rechte (5.31) liggen (met uitzondering opnieuw van reg22).

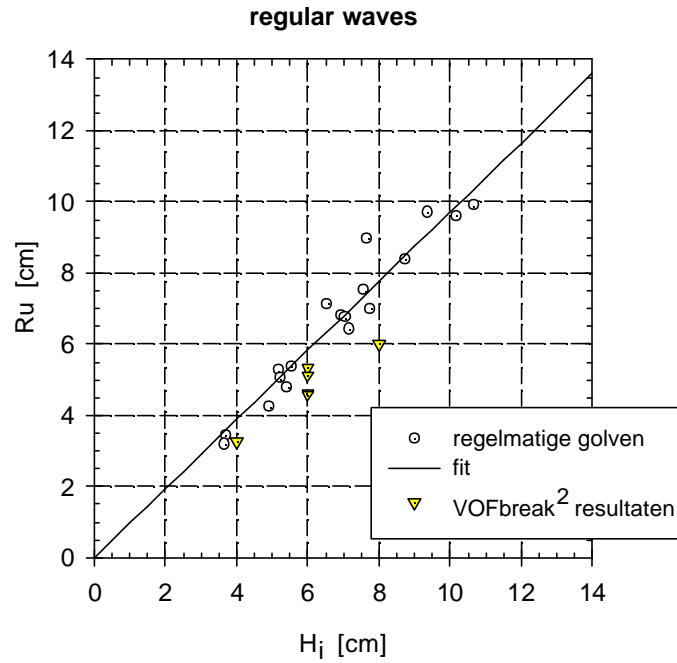


Fig. 9.27. *Vergelijking tussen golfloop R_u voor experimentele testen met bijhorende best passende rechte (5.31), overgenomen uit Fig. 5.14, en golfloop R_u voor numerieke simulaties.*

9.5.3.4 Golftransmissie

De transmissiecoëfficiënt C_t in de numerieke simulaties is bepaald volgens vergelijking (5.33), met de getransmitteerde golfhoogte H_t afgeleid van de drukmeting in WG5. Deze berekening is opnieuw volledig analoog aan deze in de fysische testen. De golftransmissie resultaten zijn verzameld in Tabel 9.4, en in Fig. 9.28, en bevatten ter vergelijking de golftransmissieresultaten van de fysische modelproeven.

Het is onmiddellijk duidelijk waarneembaar voor alle testen dat er veel minder transmissie van golfenergie doorheen de golfbrekerkern plaatsvindt.

De getransmitteerde golfhoogte H_t in de numerieke simulaties is gemiddeld 95 % (met zeer beperkte spreiding) kleiner. Dit betekent dat de kern te weinig doorlatend gemodelleerd is, of, anders geformuleerd, dat er te grote demping van de poriëndrukken optreedt in de kern. Daarom is het zeer interessant om na te gaan of deze opmerkelijke vaststelling ook door de analyse van de poriëndrukken bevestigd wordt.

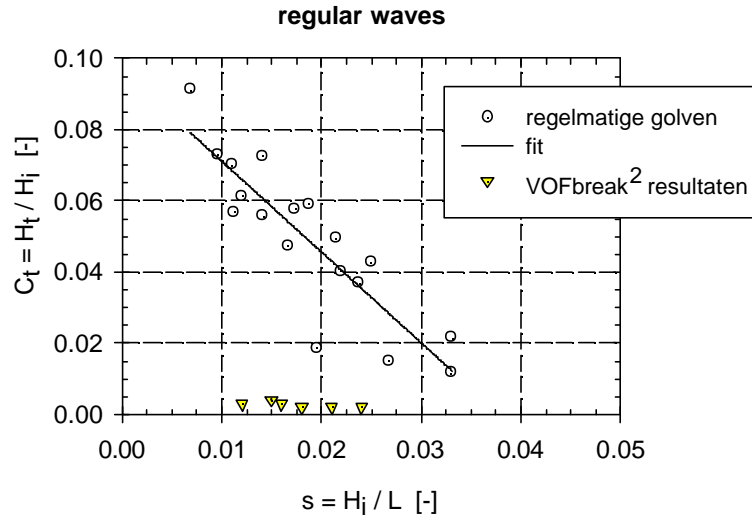


Fig. 9.28. *Vergelijking tussen golftransmissie C_t voor experimentele testen met bijhorende best passende rechte (5.35), overgenomen uit Fig. 5.15, en golftransmissie voor numerieke simulaties.*

9.5.3.5 Attenuatie van de poriëndrukken

9.5.3.5.1. Analyse van de poriëndrukken

De analyse van de poriëndrukken in de kern is gebaseerd op de drukmetingen t.p.v. de posities die overeenstemmen met de posities bij de fysische testen. De druk-tijdreeksen tussen $t = 30.0$ s en 60.0 s zijn geanalyseerd door de drukhoogtes $p(x')$ te bepalen m.b.v. spectraalanalyse

(i.e. analoog aan de bepaling van de golfhoogte van een regelmatig golf-sig-naal). Voor elk horizontaal niveau ($y' = 0.1, 0.2$ en 0.3 m) is het verloop van de drukhoogte $p(x')$ in functie van x' uitgezet, voor elke numerieke simulatie. Aangezien de analyse identiek is met deze van de fysische testen, is een nauwkeurige vergelijking van de resultaten mogelijk.

9.5.3.5.2 Resultaten

Fig. 9.29 bevat voor elke simulatie (reg09, reg10, reg11, reg16, reg19 en reg22) dit numeriek berekende verloop van $p(x')$ voor de 3 verschillende peilen. Eveneens in dezelfde figuur is telkens het experimenteel bepaalde drukverloop (overeenkomstig Fig. 5.17 in par. 5.5.3.6) uitgezet. Voor beide verlopen is telkens de exponentiële fitting getoond met bijhorende δ -waarde, cf. het exponentieel model (5.23), waarbij $p_{\max}(x')$ vervangen is door $p(x')$.

(a) Analyse van de numeriek bepaalde dampingcoëfficiënten δ_{num}

Eerst worden de dampingcoëfficiënten δ_{num} , bepaald uit de numerieke simulaties, afzonderlijk geanalyseerd met de bedoeling om het numerieke gedrag van de golfinteractie met de stortsteengolfbreker nader te onderzoeken. Deze analyse wordt uitgevoerd aan de hand van de kwalitatieve conclusies (a-c) voor de dampingcoëfficiënt δ in functie van de parameters y' , H en T , die geformuleerd zijn in het kader van de bespreking van de resultaten van de proeven op grote schaal uit Fig. 5.5 in par. 5.4.1:

- (a) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante golfperiode T_p , neemt δ af met toenemende diepte y' onder het SWP.

Deze conclusie is geldig voor alle uitgevoerde simulaties. Er is een duidelijke afname van δ_{num} met toenemende y' .

- (b) Voor een constante diepte y' en een constante golfperiode T_p , neemt δ af met toenemende golfhoogte H_s .

Deze conclusie is niet geldig voor de numerieke simulaties reg09, reg10 en reg11 waar ze kan getoetst worden. Immers δ_{num} blijft constant of neemt slechts in zeer geringe mate toe met toenemende golfhoogte.

- (c) Voor een constante golfhoogte H_s en een constante diepte y' , neemt d toe met toenemende golfperiode T_p .

Deze conclusie, die kan getoetst worden voor de testen reg16, reg10, reg19 en reg22, is steeds geldig.

Merk op dat dezelfde afwijkingen en opmerkingen geformuleerd zijn bij de vergelijking van de fysische drukattenuatie (in Fig. 5.17 van par. 5.5.3.6) t.o.v. de conclusies (a), (b) en (c) voor de GWK data. In het geval van de numerieke simulaties zijn nog duidelijker de beschreven trends waar te nemen. Dit staft de conclusie dat het numerieke model -los van enige definitieve validatie- kwalitatief zinvolle resultaten levert, en in staat blijkt te zijn het gedrag van de golfbreker te simuleren.

- (b) *Vergelijkende analyse van de numeriek bepaalde dempingcoëfficiënten δ_{num} met de experimenteel bepaalde dempingcoëfficiënten δ_{exp}*

Voor het peil $y' = 0.3$ m van alle testen blijkt er geen goede overeenstemming te bestaan: zowel de drukhoogte $p(x'=0)$ als de andere drukhoogtes uit de numerieke simulaties zijn systematisch kleiner dan de experimenteel bepaalde drukhoogtes. Deze 'systematische fout' is reeds besproken bij de analyse van de fysische meetgegevens (par. 5.5.3.6), en is te wijten aan een verschil in invallende golfhoogte tussen A-setup en B-setup van de labo-proeven. Een uitzondering hierop vormen test reg16 en reg19, waar inderdaad het verschil in invallende golfhoogte niet aanwezig is. Het peil $y' = 0.3$ m zal bijgevolg niet verder geanalyseerd worden.

In test reg22 blijkt ook voor peilen $y' = 0.1$ m en 0.2 m een soortgelijk verschil voor alle drukhoogtes te bestaan. Zoals reeds vermeld bij de analyse van de golfploop (par. 9.5.3.3) is dit te wijten aan een kleinere invallende golfhoogte in de numerieke simulatie. Het resultaat (kleinere numerieke drukhoogtes) lijkt bijgevolg logisch, maar staat eveneens niet toe de validatie correct uit te voeren.

De validatie gebeurt aan de hand van de overige simulaties (reg09, reg10, reg11, reg16 en reg19), voor de peilen $y' = 0.1$ m en 0.2 m.

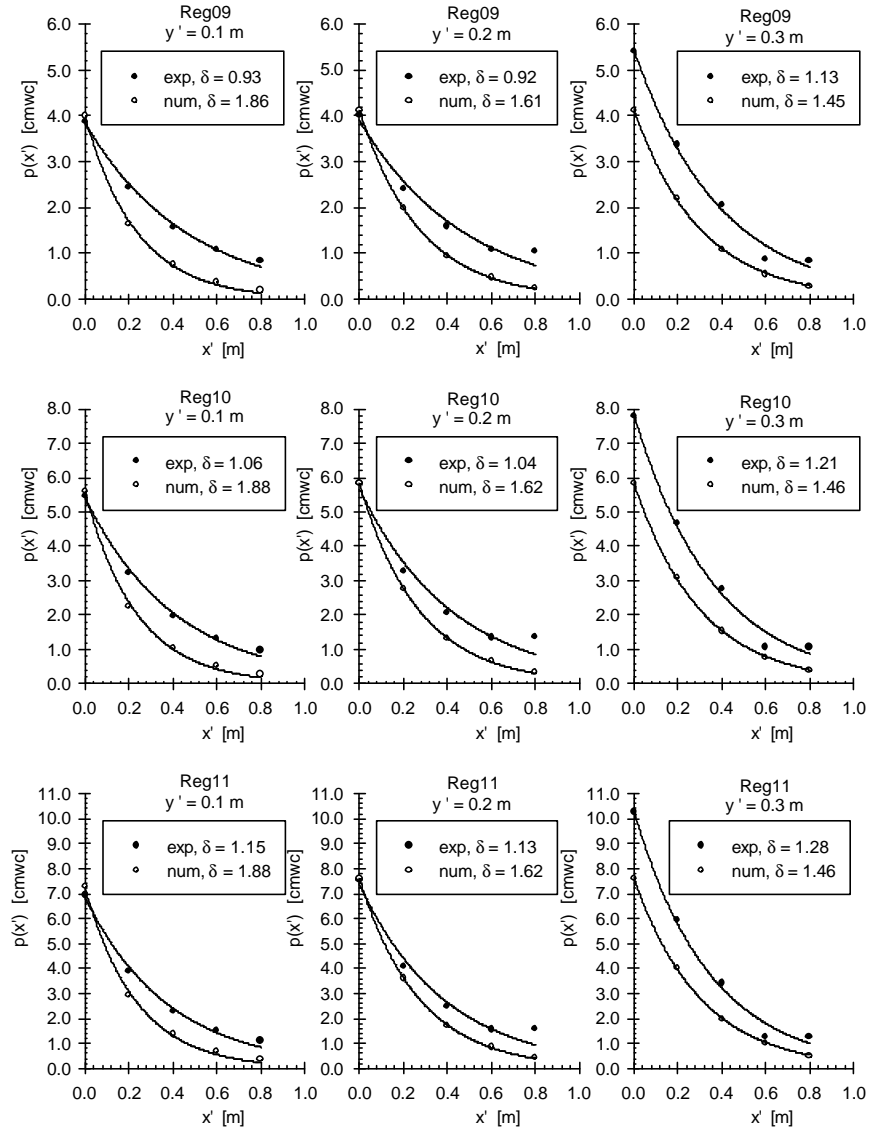


Fig. 9.29.a *Onderschrift zie volgende bladzijde*

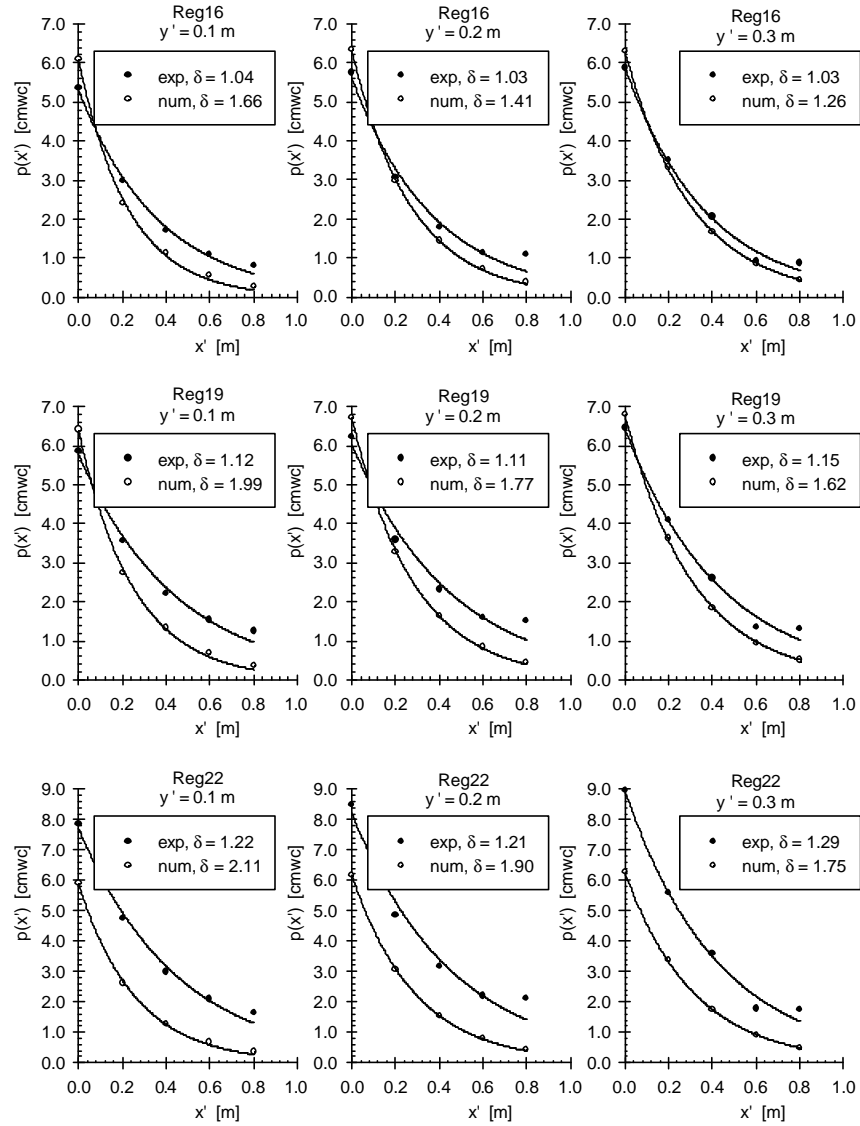


Fig. 9.29.b Verloop van de drukhoogte $p(x')$ in de golfbrekerkern, met exponentiële fitting (5.23), voor de numerieke simulaties met ter vergelijking de experimentele resultaten.

Er is goede overeenstemming tussen de numeriek berekende en de experimenteel gemeten (referentie-)drukhoogte $p(x'=0)$. Hieruit wordt geconcludeerd dat de golfbeweging vóór de golfbreker correct gesimuleerd wordt, wat ook al door de analyse van golfreflectie en golfoploop bevestigd is.

Kijkend naar de volgende drukhoogtes dieper in de golfbrekerkern ($x' > 0$), zijn de numerieke meetwaarden kleiner dan de experimentele meetwaarden. Dit wijst op een grotere demping in het numerieke model in vergelijking met de fysische opstelling. Deze conclusie wordt bevestigd door gebruik van het exponentieel model (5.23): de numerieke dempingcoëfficiënt δ_{num} is immers steeds groter dan de experimentele dempingcoëfficiënt δ_{exp} . Deze conclusie is bovendien een bevestiging van de analysesresultaten van de numerieke golftransmissie in par. 9.5.3.4. De numerieke golftransmissie is merkkelijk kleiner dan de experimentele transmissie, en wordt hier verklaard door de grotere interne demping of energiedissipatie.

9.5.3.6 Detailvalidatie van numerieke simulatie reg10

9.5.3.6.1 Drukverloop in horizontale richting

In de voorgaande paragrafen 9.5.3.2 t.e.m. 9.5.3.5 zijn de numerieke resultaten vergeleken met de experimentele meetgegevens. Als voornaamste conclusie is gesteld dat de golfbeweging vóór de golfbreker correct gemodelleerd wordt, maar de demping in de golfbreker van de numerieke golfgoot te groot is. De materiaalkarakteristieken (par. 9.5.2.2) zijn gemodelleerd in de veronderstelling dat deze de meest correcte beschikbare waarden zijn. De oorzaak van de te grote numerieke demping kan te wijten zijn aan het gebruik van foutieve fysische parameters (of materiaalkarakteristieken) bij de berekeningen. Daarom wordt de validatie van één numerieke simulatie, reg10, in detail herbekeken. Een ganse reeks herberekeningen van simulatie reg10 zijn uitgevoerd, waarbij telkens één andere fysische parameter gevarieerd wordt. De nadruk wordt gelegd op de variatie van de porositeit n , en van de coëfficiënten van het Forchheimer model. Tabel 9.5 bevat een overzicht van de herberekeningen, met de originele en aangepaste waarden van de betreffende fysische parameter, en de verwachte wijziging met betrekking tot de interne demping van de poriëndrukken. De originele numerieke simulatie reg10 wordt als referentie-berekening beschouwd. De zes herberekeningen van test reg10 krijgen als naam resp. reg10b, reg10c, reg10d, reg10f, reg10g en reg10h.

De detailvalidatie wordt geanalyseerd aan de hand van de berekeningsresultaten van het drukverloop voor $y' = 0.1$. Dit drukverloop is voor alle herberekeningen weergegeven in Fig. 9.30 met de bijhorende δ -waarde van het exponentieel model (5.23). Eveneens weergegeven in Fig. 9.30 is het drukverloop van de experimentele gegevens, met $\delta = 1.06$ (uit Fig. 5.17), en het drukverloop van de referentie-simulatie reg10, met $\delta = 1.88$ (uit Fig. 9.29.a).

Test	aangepaste parameter	originele waarde parameter	Verwachte wijziging
reg10	-	-	referentie-berekening
reg10b	$n = 0.391$	$n = 0.426$	meer damping
reg10c	$n = 0.391$ $\beta = 1.45$	$n = 0.426$ $\beta = 2.45$	minder damping
reg10d	$n = 0.50$	$n = 0.426$	minder damping
reg10f	$\beta = 0.0$	$\beta = 2.45$	minder damping
reg10g	inclusief term $c \frac{\partial V}{\partial t}$, $C_m = 2.0$	term niet meegerekend	meer damping
reg10h	$\alpha = 0$	$\alpha = 3009$	minder damping

Tabel 9.5. *Overzicht van de herberekeningen, met de originele en aangepaste waarden van de betreffende fysische parameter, en de verwachte wijziging met betrekking tot de interne damping van de poriëndrukken.*

Als eerste fysische parameter wordt de porositeit n nader bekeken. De waarde van de porositeit voor de numerieke referentie-simulatie reg10 bedraagt $n = 0.426$. Burcharth en Christensen (1991) hebben voor dezelfde stortsteen een kleinere porositeit opgemeten: $n = 0.391$ (Tabel D.2). Deze kleinere porositeit is gebruikt in de simulatie reg10b, terwijl alle andere parameters dezelfde blijven. De simulatie reg10b levert als damping-

coëfficiënt $\delta = 2.03$. Dit resultaat lijkt -kwalitatief gezien- logisch: een afgenomen porositeit doet de doorlatendheid afnemen, en bijgevolg de damping toenemen. De omgekeerde redenering is eveneens geldig: de (arbitraire) toename van de porositeit tot $n = 0.50$ in simulatie reg10d, verhoogt de doorlatendheid van het stortsteenmateriaal, zodat de damping, met $\delta = 1.53$, afneemt. De variatie van de porositeit is evenwel beperkt, met $n = 0.50$ als quasi maximum waarde, terwijl de damping nog steeds ruim groter is dan de experimentele waarde $\delta = 1.06$.

Vervolgens wordt de vormfactor β behandeld, aangezien de turbulente term in het Forchheimer model als belangrijkste term beschouwd wordt. In simulatie reg10c is, naast de gereduceerde porositeit $n = 0.391$, de vormfactor β verminderd tot $\beta = 1.45$. De bekomen dampingcoëfficiënt $\delta = 1.98$ is, zoals kon verwacht worden, gereduceerd t.o.v. de dampingcoëfficiënt $\delta = 2.03$ van reg10b. De reductie is evenwel beperkt. Het volledig weglaten van de turbulente wrijvingsbijdrage, door $\beta = 0$ te stellen in reg10f, met verder terug de oorspronkelijke porositeit $n = 0.426$, reduceert de damping tot $\delta = 1.68$ in plaats van de referentie-waarde $\delta = 1.88$ van simulatie reg10. Opnieuw wordt de experimentele damping nog ruim overschat.

Tot hertoe is steeds de inertie-term $c \frac{\partial V}{\partial t}$ in het Forchheimer model verwaarloosd. Enerzijds blijkt uit het literatuuronderzoek van hoofdstuk 3 dat het heel moeilijk is om een aanvaardbare waarde voor de inertie-coëfficiënt C_m experimenteel te bepalen, anderzijds zal het beschouwen van de inertie-term een bijkomende damping opleveren, wat de numerieke simulatie nog verder doet afwijken van de experimentele metingen. In simulatie reg10g is de inertie-term meegerekend, met $C_m = 2.0$ gesteld. De damping neemt logischerwijze toe tot $\delta = 1.96$ t.o.v. de referentiewaarde $\delta = 1.88$ van simulatie reg10.

Tenslotte is de waarde van de vormfactor $\alpha = 0$ gesteld in reg10h, zodat de viskeuze wrijving op haar beurt verwaarloosd wordt in het Forchheimer model. Uit de resultaten blijkt een zeer goede overeenstemming van alle poriëndrukken met de experimentele meetgegevens. De numeriek bepaalde dampingcoëfficiënt δ bedraagt 1.08, en is zeer vergelijkbaar met de experimenteel gevonden waarde $\delta = 1.06$.

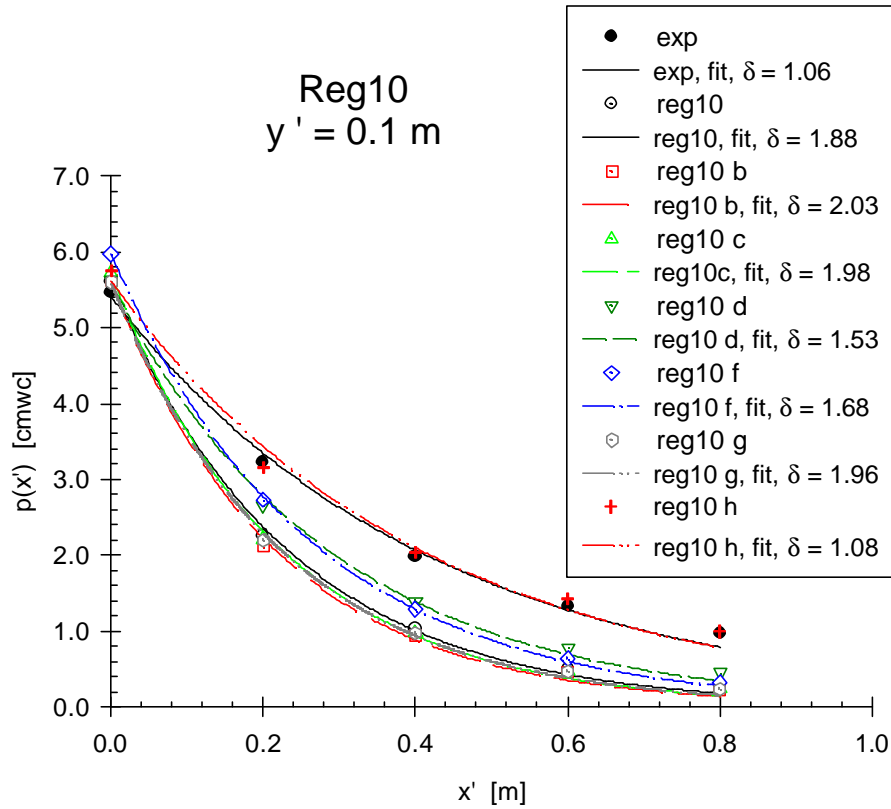


Fig. 9.30. *Overzicht van het verloop van de drukhoogte $p(x')$ voor $y' = 0.1 \text{ m}$, voor de experimentele meetgegevens (exp), voor de numerieke referentiesimulatie van reg10, en voor de herberekende numerieke simulaties cf. Tabel 9.5, telkenmale met bijhorende exponentiële fitting en dempingcoëfficiënt δ .*

Het feit dat zeer goede overeenstemming bekomen wordt met $\alpha = 0$ (of met $a = 0$ cf. vergelijking 3.32) sluit perfect aan bij de door Burcharth en Christensen (1991) voorgestelde vorm van het Forchheimer model $I = b'V^2$ (3.40) voor volledig turbulente poreuze stroming in een golfbreker. In het geval van volledig turbulente stroming is de laminaire

stromingsbijdrage verwaarloosbaar gesteld (i.e. de term $a'V = 0$) en is er enkel een turbulente stromingsbijdrage (i.e. de term $b'V^2$), zie par. 3.3.3.3. De grootteorde van het getal van Reynolds Re kan dankzij de numerieke berekeningen relatief nauwkeurig bepaald worden. Immers de filtersnelheid V is beschikbaar. Als grootteorde volgt uit Fig. 9.35.b (zie verder in par. 9.5.3.8): $V \approx 0.04$ m/s, zodat $Re = Vd/\nu = O(500)$. Volgens de classificatie van Tabel 3.7 treedt volledig turbulente stroming op zodra $Re_p > 300$, of met het verband $Re \approx 1.5Re_p$, zodra $Re > 450$. In dit geval is inderdaad turbulente stroming aanwezig, en is het verband $I = b'V^2$ (3.40) geldig.

Liu et al. (1999) rapporteren eveneens dat een aanzienlijke reductie voor de experimenteel bepaalde vormfactor α vereist was (met factor 5) bij de validatie van hun numeriek model voor poreuze stroming aan de hand van de test met de poreuze muur (cf. par. 9.3.2). Zij concluderen dat een experimentele verificatie van de originele α -waarde niet nuttig is, aangezien de meeste ingenieurstoepassingen stromingen met grote Re -getallen bevatten, waar het effect van de lineaire viskeuze wrijving verwaarloosbaar is. Liu et al. (1999) behouden eveneens de originele waarde voor de vormfactor β , zodat uiteindelijk het principe van hun validatie sterk overeenstemt met de hier gevolgde werkwijze.

Naast de reeds voorgestelde drukhoogte-resultaten voor $y' = 0.1$ m in Fig. 9.30, zijn in Fig. 9.31 de resultaten van reg10h voor de 3 peilen overzichtelijk voorgesteld. Samengevat zijn de waarden van de fysische parameters resp. $n = 0.426$, $\beta = 2.45$ en $\alpha = 0$, voor een gemiddelde korreldiameter $d_{50} = 0.0181$ m. Ter vergelijking zijn de resultaten van de experimentele testen voor reg10 in dezelfde figuur weergegeven. De vergelijking is uitstekend voor de peilen $y' = 0.1$ m (zoals eerder in Fig. 9.30 voorgesteld) en $y' = 0.2$ m. Het peil $y' = 0.3$ is, zoals eerder vermeld, niet relevant voor de experimentele waarden, zodat deze buiten beschouwing worden gelaten. Hoewel geen correcte experimentele meetgegevens beschikbaar zijn voor peil $y' = 0.3$ m, toch liggen de numerieke resultaten in de lijn der verwachtingen. Immers, de dempingcoëfficiënt δ neemt af met toenemende diepte y' onder het SWP.

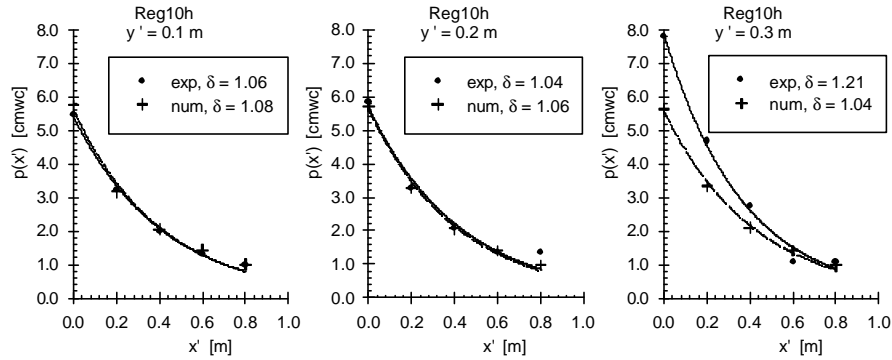


Fig. 9.31. *Vergelijking tussen het verloop van de drukhoogtes $p(x')$, voor de drie peilen, afgeleid uit numerieke berekeningen en uit experimentele meetgegevens, voor test reg10h.*

9.5.3.6.2 Drukverloop in verticale richting

Tot op heden is slechts het verloop van de poriëndrukken in horizontale x' -richting beschouwd. Het is uiteraard evenzeer interessant om het verloop van de drukhoogte $p(y')$ in verticale y' -richting (met $y' = 0$ t.p.v. het SWP) te analyseren. Zo is in Fig. 9.32 de verticale verdeling van de drukhoogte voorgesteld voor reg10, i.e. $p(y')$ in functie van y' , voor de experimentele meetgegevens, en voor de numerieke resultaten uit reg10 en reg10h. De experimentele waarden voor het peil $y' = 0.3$ m zijn hier opnieuw niet betrouwbaar wegens de vermelde systematische fout. Opnieuw wordt de zeer goede overeenstemming tussen de experimentele meetgegevens en de numerieke simulatie reg10h teruggevonden.

Uit de resultaten van Fig. 9.32 wordt besloten dat er in het algemeen een zeer lichte toename van de poriëndrukhoogte met de diepte y' optreedt, zowel voor de experimentele als de numerieke waarden. Deze toename is relatief uitgesproken aanwezig voor de posities 1, 2 en 3 van simulatie reg10, en lijkt af te nemen voor posities 4 en 5 dieper in de golfbreker. Eenzelfde toename voor reg10h is veel minder uitgesproken, en is te wijten aan de afname van de doorlatendheid tussen reg10 en reg10h.

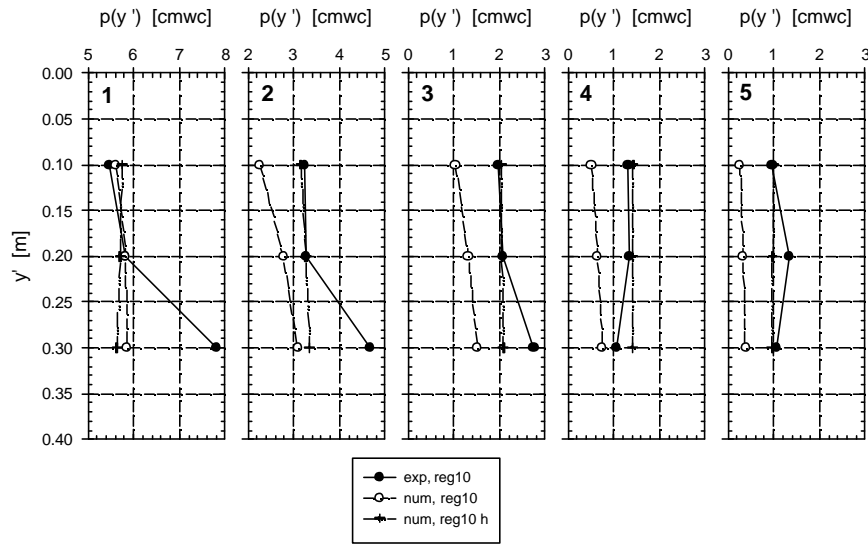


Fig. 9.32. *Vergelijking tussen het verloop van de verticale drukhoogtes $p(y')$, voor de 5 posities 1 t.e.m. 5 (v.l.n.r.), afgeleid uit de experimentele meetgegevens en uit de numerieke berekeningen reg10 en reg10h.*

9.5.3.6.3 Golfreflectie, -oploop en -transmissie

In vorige paragrafen is de demping van de poriëndrukken in horizontale en verticale richting geanalyseerd. Uit de numerieke simulatie van reg10h kunnen tenslotte ook de andere fysische processen, zoals golfreflectie, -oploop en -transmissie berekend worden, overeenkomstig de methodes voorgesteld in resp. par. 9.5.3.2, 9.5.3.3 en 9.5.3.4.

De reflectiecoëfficiënt voor simulatie reg10h bedraagt $C_r = 63.5\%$, en is bijgevolg afgenomen t.o.v. $C_r = 71.7\%$ voor simulatie reg10. Kwalitatief stemt de afname van de reflectie overeen met een toegenomen doorlatendheid, en is deze afname aanvaardbaar. In vergelijking met de experimentele waarde $C_r = 69.8\%$, is de afwijking voor reg10h ietwat groter.

De golfoploop voor simulatie reg10h, berekend met behulp van vergelijking (5.29), bedraagt $R_u = 4.34$ cm. Opnieuw is er een lichte afname van de

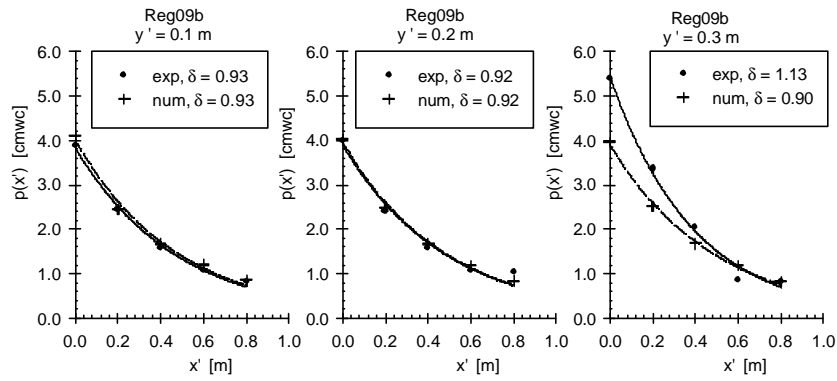
golfoploop t.o.v. de numerieke simulatie reg10, waarvoor $R_u = 4.63$ cm. Deze afname is eveneens kwalitatief aanvaardbaar aangezien de doorlatendheid van de golfbreker toegenomen is. In vergelijking met de experimentele waarde $R_u = 4.79$ cm, is de afwijking voor reg10h opnieuw ietwat groter. Merk echter op dat de golfoploop, bepaald via vergelijking (5.29), op onrechtstreekse wijze bekomen is via een drukmeting net vóór de verticale voorzijde. Het is mogelijk om de positie van het vrij wateroppervlak vóór deze wand op rechtstreekse wijze te bepalen. Deze berekening vergt een groot aantal iteratieve berekeningen voor de positionering van het wateroppervlak, en is bijgevolg zeer rekenintensief. De berekening is uitgevoerd voor reg10h, en levert de tijdreeks van de positie van het wateroppervlak vóór de golfbreker. Hieruit wordt via spectraalanalyse op rechtstreekse wijze de golfhoogte H_{WG4} bepaald, waaruit $R_u = 4.70$ cm. Als besluit kan bijgevolg gesteld worden dat de simulatie reg10h het beste de experimenteel opgemeten golfoploop benadert. Bovendien is de rechtstreekse, doch rekenintensieve, methode ter bepaling van het vrij wateroppervlak de meest nauwkeurige methode.

Als getransmitteerde golfhoogte in simulatie reg10h, wordt de waarde $H_t = 0.23$ cm gevonden. Er is een zeer goede overeenstemming met de experimenteel gevonden waarde $H_t = 0.26$ cm, en bijgevolg een duidelijk grotere waarde dan bij simulatie reg10, met $H_t = 0.01$ cm. Weerom wijst dit resultaat op een toegenomen doorlaatbaarheid van de golfbrekerkern in de numerieke simulatie.

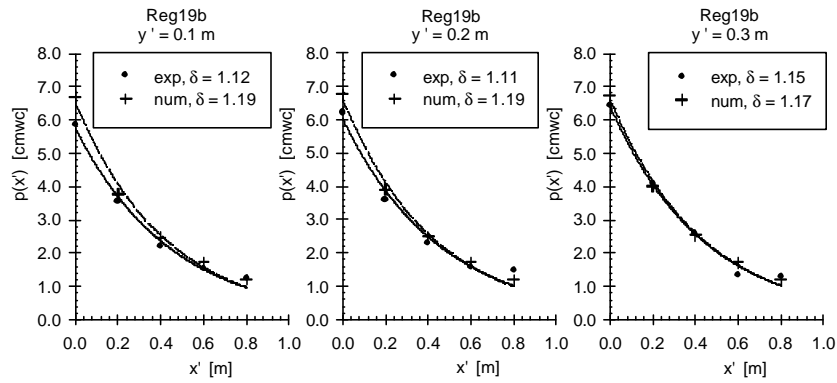
Als algemene conclusie voor de berekening van de golfreflectie, -oploop en -transmissie wordt gesteld dat de numerieke resultaten van test reg10h zeer goed de experimentele waarden benaderen. Dit betekent dat, naast de correcte simulatie van de interne drukattenuatie, eveneens de uitwendige golfbewegingen correct gesimuleerd worden.

9.5.3.7 Controleberekeningen voor testen reg09 en reg19

De numerieke golfgoot met de golfbreker is nu uitgebreid gevalideerd aan de hand van de resultaten van test reg10h. Ter controle wordt voor twee andere testen, reg09 en reg19, de herberekening uitgevoerd met dezelfde fysische parameters die het goede resultaat leveren voor reg10h, nl. $n = 0.426$, $\beta = 2.45$, $\alpha = 0$ en $d_{50} = 0.0181$ m. Deze numerieke testen worden verder aangeduid met resp. reg09b en reg19b.

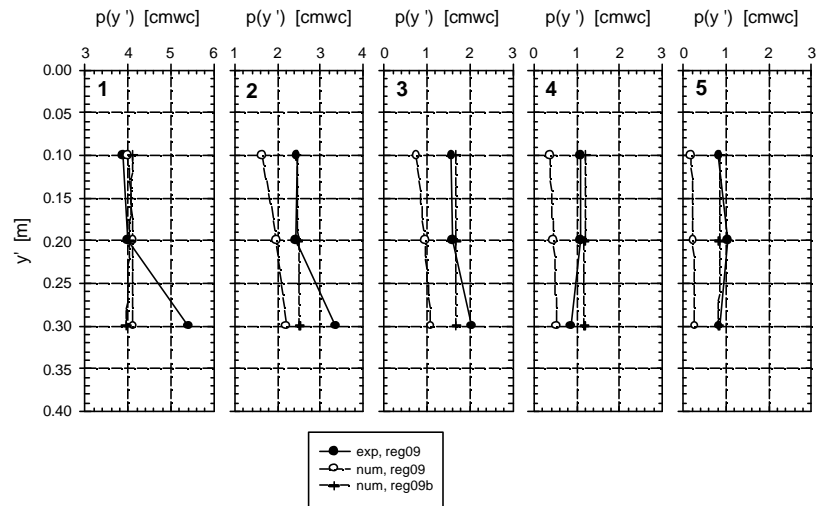


(a)

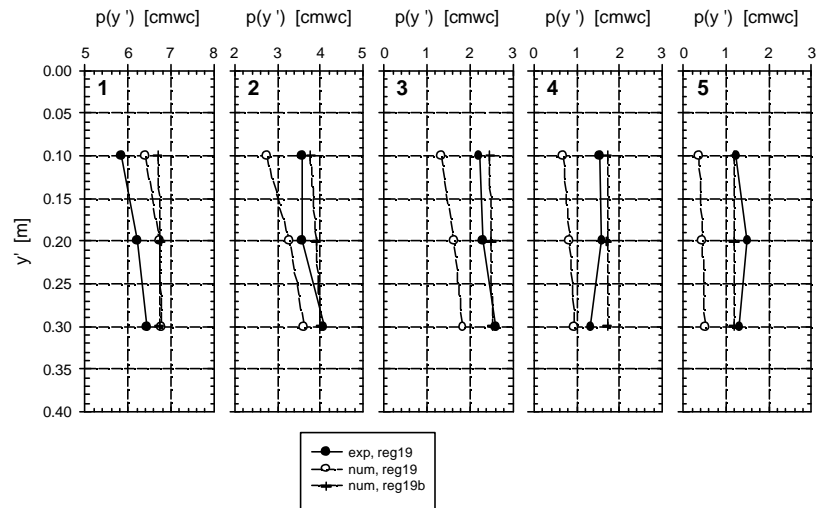


(b)

Fig. 9.33. *Vergelijking tussen het verloop van de drukhoogtes $p(x')$, voor de drie peilen, afgeleid uit numerieke berekeningen en uit experimentele meetgegevens, voor (a) test reg09b, en (b) test reg19b.*



(a)



(b)

Fig. 9.34. *Vergelijking tussen het verloop van de verticale drukhoogtes $p(y')$, voor de 5 posities 1 t.e.m. 5 (v.l.n.r.), afgeleid uit de experimentele meetgegevens en uit de numerieke berekeningen voor (a) test reg09b, en (b) test reg19b.*

Het resultaat voor het horizontaal en verticaal verloop van de poriëndrukken van resp. reg09b en reg19b is getoond in Fig. 9.33 (horizontaal verloop) en Fig. 9.34 (verticaal verloop). Dezelfde besluiten, geldig voor reg10h, kunnen hier overgenomen worden, en bevestigen de uitstekende validatieresultaten. Er is zeer goede overeenkomst tussen experimentele meetgegevens en numerieke berekeningen. In simulatie reg09b zijn opnieuw de resultaten voor peil $y' = 0.3$ niet vergelijkbaar. Voor reg19b is deze systematische fout afwezig (zie par. 9.5.3.5.2), en blijkt nu ook de overeenstemming voor peil $y'=0.3$ m zeer goed te zijn.

9.5.3.8 Potentieel van numerieke berekeningen

Tot hiertoe is in deze paragraaf 9.5 slechts een vergelijking gemaakt tussen de beschikbare experimentele meetgegevens en de corresponderende numerieke meetgegevens van elke test. De vergelijking is bijgevolg beperkt omwille van de beperkte instrumentatie die in de fysische golfgoot aangewend is. De numerieke simulatie in de numerieke golfgoot geeft heel wat meer (detail-)informatie, en laat zo een verbeterde interpretatie van de golfinteractie met de golfbreker toe. Dit sterke punt van de numerieke modellering zal hierna kort geïllustreerd worden.

In Fig. 9.35 worden de resultaten (druk p , en snelheidscomponenten u en v) van de simulaties reg10 en reg10h weergegeven voor één cyclus van één golfperiode $T = 1.80$ s. De ogenblikkelijke waarden van p , u en v op negen opeenvolgende tijdstippen $t/T = 25 + i/9$ (met $i = 0, \dots, 8$) zijn, tezamen met de omhullenden, getekend langsheen de x -as vóór de golfbreker (van $x = 0$ m tot $x = 8.0$ m, linkerkolom van Fig. 9.35) en in de golfbreker (van $x = 8.0$ m tot $x = 9.45$ m, rechterkolom van Fig. 9.35), ter hoogte van $y_{j=11} = 0.285$ m. In de rechterkolom zijn de assen van de figuren aangepast voor optimale visualisatie.

Uit Fig. 9.35 volgen belangrijke conclusies. Vóór de golfbreker is een quasi staande golf aanwezig (met golflengte $L = 3.27$ m), met b.v. een buik ter plaatse van $x = 3.2$ m. In dit punt is bijgevolg de verheffing (en de druk p) maximaal, de horizontale snelheid u is ongeveer nul, en de verticale snelheid is eveneens maximaal. En vice versa in de erop volgende knoop, een kwart golflengte verder, voor $x = 4.0$ m. De staande golf is niet perfect ontwikkeld omdat de reflectie niet 100% bedraagt, doch slechts ongeveer 70%.

In de golfbrekerkern treedt attenuatie op van de druk en de snelheden. Dit gedrag is vergelijkbaar met het fysisch proces in prototype. De omhullende van de poriëndruk p neemt af op exponentiële wijze met de positie x in de kern. Aan de achterzijde van de kern, voor $x = 9.45$ m, is de drukhoogte gereduceerd tot nul. Een analoog verloop is aanwezig voor de beide snelheidscomponenten.

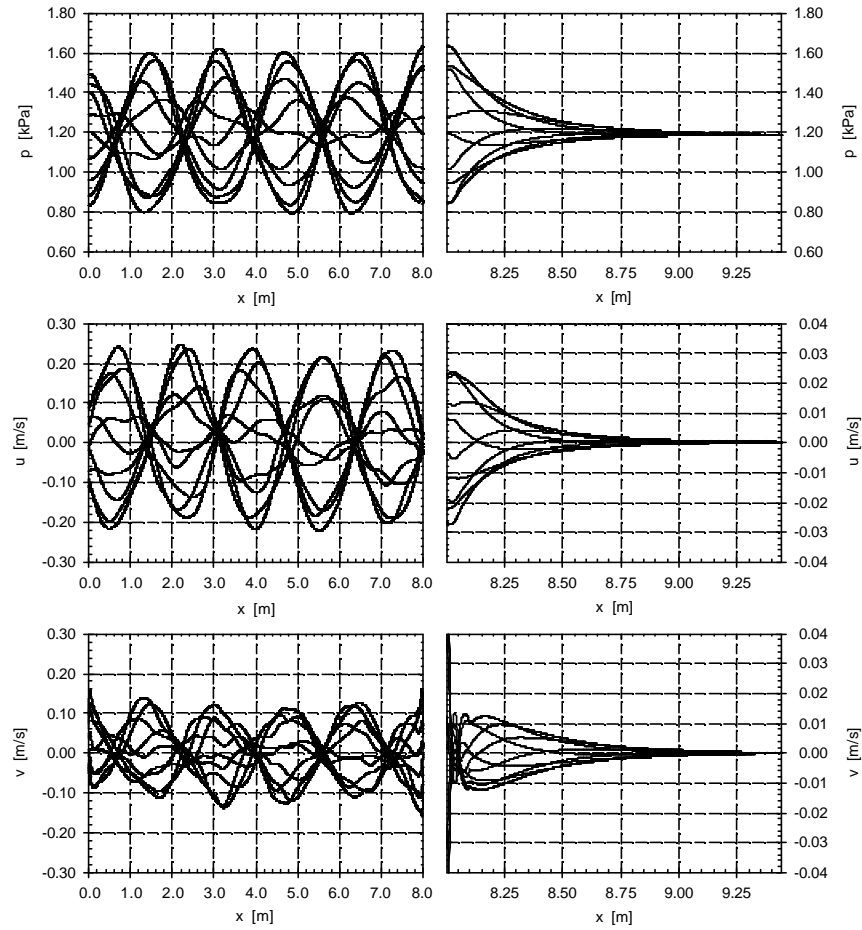


Fig. 9.35.a *Ogenblikkelijke waarden van p , u en v , langsheen de x -as, ter hoogte van $y_{j=11} = 0.285$, op negen opeenvolgende tijdstippen in één periode $t/T = 25 + i/9$ (met $i = 0, \dots, 8$), met de omhullenden, voor numerieke simulatie **reg10**. De linkerkolom toont het voorland (water), de rechterkolom toont de golfbreker (kern).*

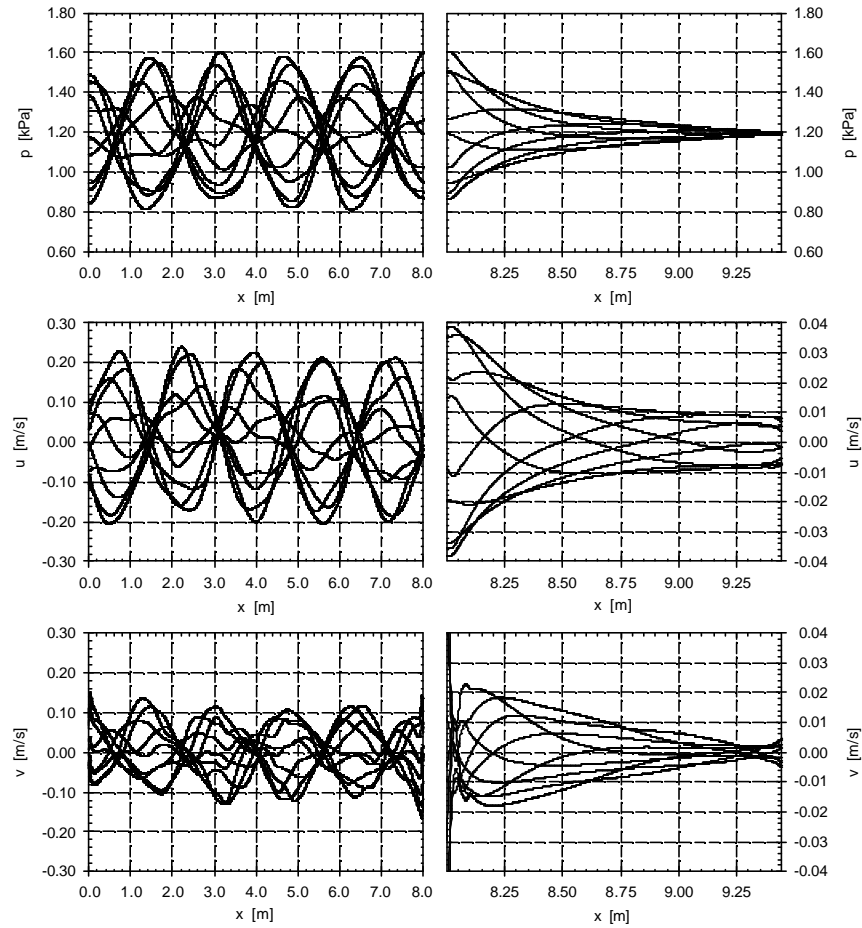


Fig. 9.35.b *Ogenblikkelijke waarden van p , u en v , langsheen de x -as, ter hoogte van $y_{j=11} = 0.285$, op negen opeenvolgende tijdstippen in één periode $t/T = 25 + i/9$ (met $i = 0, \dots, 8$), met de omhullenden, voor numerieke simulatie **reg10h**. De linkerkolom toont het voorland (water), de rechterkolom toont de golfbreker (kern).*

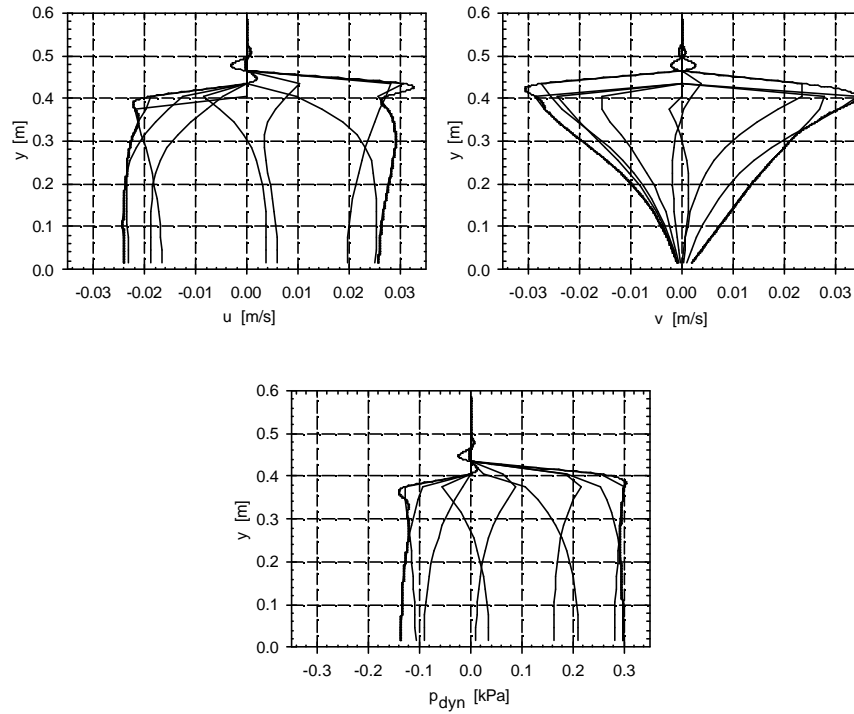


Fig. 9.36. *Ogenblikkelijke waarden van p_{dyn} , u en v , langsheen de y -as, ter plaatse van $x_{i=206} = 8.18$ m in de kern van de golfbreker, op negen opeenvolgende tijdstippen in één periode $t/T = 25 + i/9$ (met $i = 0, \dots, 8$), met de omhullenden, voor numerieke simulatie **reg10h**.*

Uit de vergelijking van Fig. 9.35.a (voor reg10) en Fig. 9.35.b (voor reg10h) volgt duidelijk dat de kern in simulatie reg10h een grotere doorlatendheid vertoont, zoals eerder vastgesteld. De attenuatie van de drukhoogte en de snelheden is bijgevolg minder uitgesproken in reg10h. De maximumwaarde

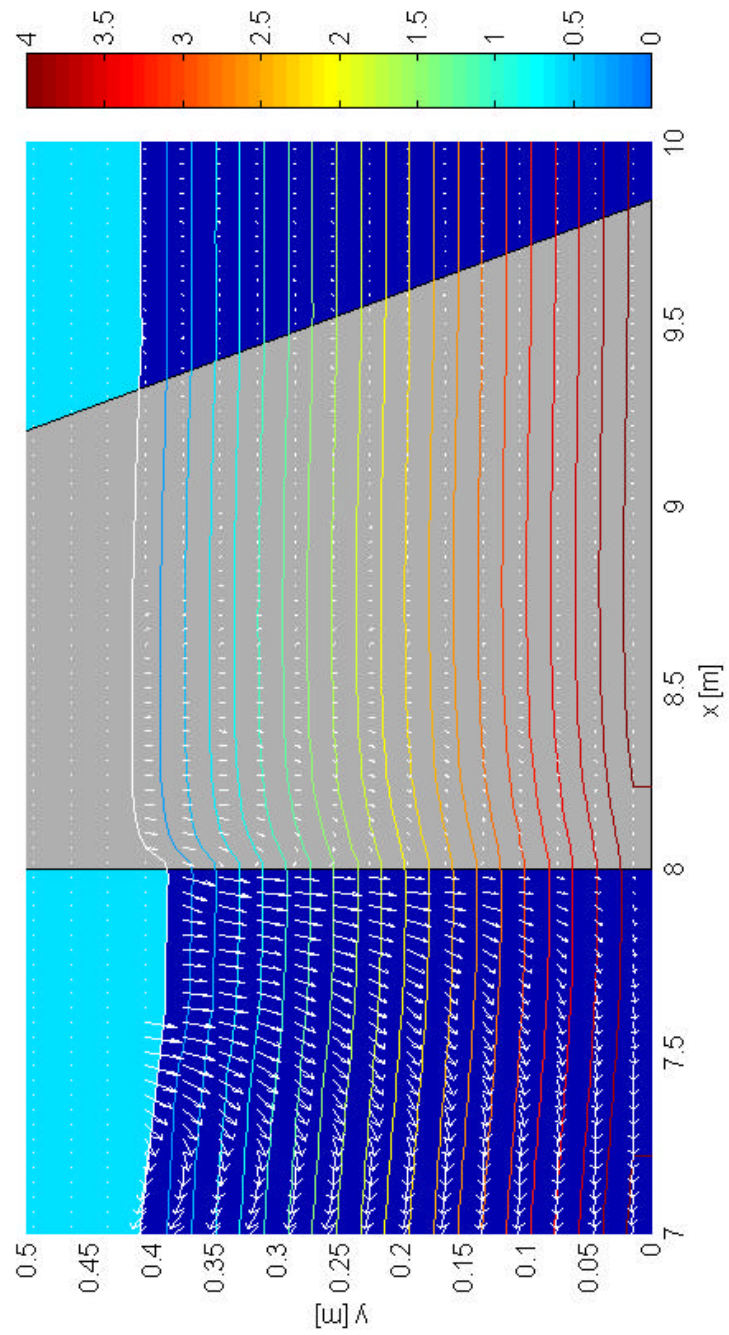
van de drukhoogte ter plaatse van de verticale voorwand, $p(x = 8.0) = 0.80$ kPa, blijft ongeveer constant voor beide simulaties, omdat de golfkarakteristieken vóór de kern ongewijzigd zijn gebleven. In de kern treden duidelijke verschillen op. De maximale snelheden aan de voorwand zijn ongeveer verdubbeld: $u_{\max} = 0.04$ m/s en $v_{\max} = 0.02$ m/s in reg10h, t.o.v. $u_{\max} = 0.025$ m/s en $v_{\max} = 0.01$ m/s in reg10. Achteraan de golfbreker, voor $x = 9.45$ m, zijn de snelheden van reg10h (in tegenstelling tot deze in reg10) nog niet volledig tot nul gereduceerd: $u = 0.01$ m/s en $v = 0.005$ m/s.

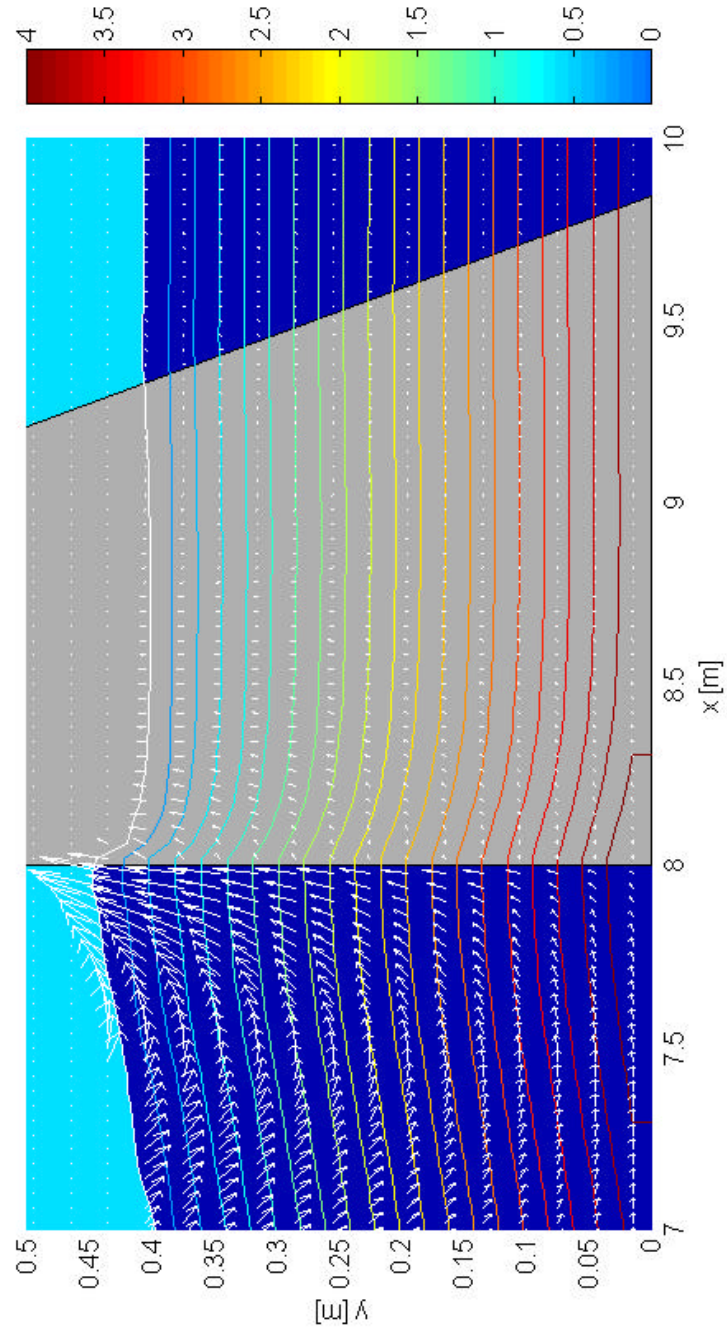
In Fig. 9.36 wordt het verticale verloop van de ogenblikkelijke waarden van de hydrodynamische druk $p_{\text{dyn}} = p - p_{\text{stat}}$, en snelheidscomponenten u en v van simulatie reg10h, tezamen met de omhullenden, weergegeven voor dezelfde cyclus van één golfperiode $T = 1.80$ s, op negen opeenvolgende tijdstippen $t/T = 25 + i/9$ (met $i = 0, \dots, 8$), getekend langsheen de y -as, in de golfbreker ter plaatse van $x_{i=206} = 8.18$ m. De omhullende van de dynamische druk (i.e. de drukhoogte) p_{dyn} en van de horizontale snelheidscomponent u blijven ongeveer constant over de volledige waterdiepte $d = 0.40$ m. Dit resultaat stemt overeen met wat reeds vroeger gevonden werd bij de studie van de verticale verdeling van de drukhoogtes in par. 9.5.3.6.2. De verticale snelheidscomponent v is maximaal ter hoogte van het SWP (voor $y = 0.40$ m), en neemt geleidelijk af tot de (verwachte) waarde nul ter plaatse van de (ondoordringbare) bodem.

Tenslotte zijn voor de gevalideerde simulaties reg10h en reg19b de resp. animaties reg10h.avi en reg19b.avi op de CD-ROM bijgevoegd, volledig analoog aan de beschreven animaties in par. 9.5.3.1. Visuele vergelijking van b.v. reg10 en reg10h toont eveneens aan dat de doorlatendheid van de golfbreker sterk toegenomen is. Bovendien stemt de animatie van reg10h (en eveneens van reg19b) overeen met de visuele waarnemingen bij de labo-proeven.

Onderschrift bij figuur op volgende bladzijde

Fig. 9.37. *Detailbeeld van het resultaat van numerieke simulatie reg10h, op resp. tijdstip $t = 45.0$ s (tijdens golfterugloop) en $t = 46.0$ s (tijdens golfoploop), met positie van het vrij wateroppervlak (witte lijn), isobaren (lijnen met kleurlegende), en snelheidsvectorveld (witte pijlen)*





Waar de voorgaande animaties slechts een totaalindruk geven, is in animaties `reg10h_detail.avi` en `reg19b_detail.avi` ingezoomd op de golfbreker (zone tussen $x = 7.0$ m en $x = 10.0$ m), waardoor de gedetailleerde golfinteractie met de golfbreker duidelijk zichtbaar wordt. De getoonde resultaten zijn afkomstig van dezelfde cyclus van één golfperiode T (cf. Fig. 9.35 en 9.36), en zijn telkenmale herhaald om een dynamische indruk te krijgen van het cyclische proces. De witte lijn duidt de (benaderde) positie van het vrij wateroppervlak aan, de lijnen met kleurlegende zijn de isobaren, de witte pijlen duiden het snelheidsvectorveld aan. Ter illustratie zijn in Fig. 9.37 twee beelden (tijdens golfterugloop en -oploop resp.) weergegeven van simulatie `reg10h`.

9.6 Numerieke modellering van golfinteractie met stortsteengolfbreker

9.6.1 Inleiding

De validatie van het numerieke model op basis van een stortsteengolfbreker met eenvoudige geometrie is in de vorige paragraaf 9.5 succesvol afgerond. Uiteraard is het mogelijk, als logische volgende stap, om het numerieke model te valideren voor een golfbreker met een conventionele geometrie. De details van deze validatie vallen buiten het kader van dit proefschrift. Toch zal hierna de interactie tussen golven en een conventionele golfbreker met hellende taluds beschouwd worden, enerzijds om de mogelijkheden van VOFbreak² voor toepassingsgericht onderzoek te demonstreren, anderzijds om de belangrijke positie van numerieke modellering bij de studie en het ontwerp van kustwaterbouwkundige constructies aan te tonen.

9.6.2 Golfbreker met homogene poreuze kern

In Troch en De Rouck (1999-b) wordt een golfbreker met een homogene poreuze kern geplaatst in een numerieke goot met waterdiepte $d = 9$ m. De beide taluds van de golfbreker zijn hellend, en worden trapsgewijze gemodelleerd. Dit betekent dat de helling van het talud niet m.b.v. een rechte lijn gemodelleerd wordt, doch via de opeenvolgende celranden zodat een trapsgewijs patroon ontstaat. Geometrie en materiaalkarakteristieken zijn in detail beschreven in Troch en De Rouck (1999-b). Hier wordt slechts illustratief ingegaan op het rekenvoorbeeld.

Fig. 9.38 toont, als typisch voorbeeld, de positie van het vrij wateroppervlak en het snelheidsvectorveld tijdens de golfoploop.

Duidelijk merkbaar in Fig. 9.38 is dat tijdens de golfoploop tegelijkertijd water instroomt (bovenaan het talud, dichtbij het wateroppervlak) als uitstroomt (onderaan het talud, tegen de bodem) uit de kern. Dit ingewikkelde stromingspatroon kan nauwelijks gereduceerd worden tot een ééndimensionale stroming en wijst op de beperkingen van ééndimensionale modellen van het type ODIFLOCS (van Gent, 1995) voor numerieke berekeningen van dit type.

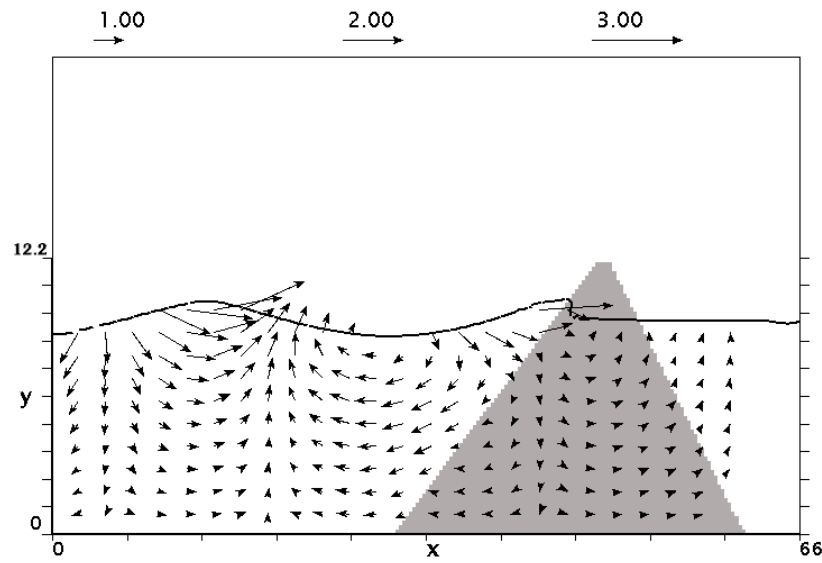


Fig. 9.38. *Regelmatige golfaanval vóór en ín de poreuze golfbreker, tijdens golfoploop.*
Bron: Troch en De Rouck (1998-b).

Voor meer detailinformatie i.v.m. de numerieke modellering van een homogene golfbrekerkern wordt verwezen naar Troch en De Rouck (1998-b) of Troch en De Rouck (1999-b).

9.6.3 Zeebrugge golfbreker met kern én deklaag

In par. 5.3.1.3 is reeds gesteld dat zeer veel energiedissipatie optreedt in de dek- en filterlaag van de golfbreker. Teneinde dit belangrijk fysisch proces te modelleren, is hier gebruik gemaakt van een benaderende numerieke simulatie die het effect van de dek- en filterlaag nabootst. De simulatie wordt "benaderend" genoemd, omdat de karakteristieken van dek- en filterlaag niet correct gemodelleerd zijn (zoals vormfactoren α en β , porositeit n , en korrel-diameter d). Immers het numerieke model is momenteel slechts in staat om één type poreus materiaal met betreffende karakteristieken te modelleren. Het inbouwen van meerlagige materialen vergt geen bijkomende theore-

tische ontwikkelingen, maar slechts boekhoudkundige aanpassingen in de software.

De invloed van dek- en filterlaag is benaderend gemodelleerd door een extra laag met sterk verhoogde doorlatendheid te voorzien vóór de kern. Deze hogere doorlatendheid wordt bekomen door de dek- en filterlaag te voorzien van een artificieel hoge porositeit, terwijl de andere materiaal-karakteristieken niet wijzigen. Deze numerieke aanpak was zeer snel in het numerieke model te verwerken (zonder veel extra programmeerwerk), en zal op zijn efficiëntie getest worden door de prototype golfbreker te Zeebrugge (in vereenvoudigde vorm) te modelleren.

Fig. 9.39 toont de opbouw van de Zeebrugge golfbreker (met dek- en filterlaag als grijze laag, en kern in groene kleur) in de numerieke goot. De waterdiepte vóór de golfbreker bedraagt 8.0 m. Aan de linkerrand wordt een regelmatige golftrein gegenereerd met hoogte $H = 3.0$ m en periode $T = 8.0$ s, terwijl de actieve absorptie ingeschakeld is. Achter de golfbreker is een sponslaag aangebracht om golftransmissie te neutraliseren. De totale goot-lengte bedraagt 160 m.

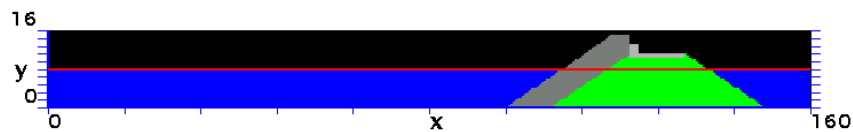


Fig. 9.39. *Opstelling van de numerieke golfgoot met de (vereenvoudigde) Zeebrugge golfbreker ingebouwd. De schaal van de figuur is onvertrokken.*

De celafmetingen zijn $\Delta x = 0.50$ m en $\Delta y = 0.40$ m, zodat 323×43 cellen ingebouwd zijn. De kern is opgebouwd uit stortsteen met korreldiameter $d = 0.211$ m (Tabel 3.2), porositeit $n = 0.33$ (Tabel 3.2) en vormfactoren $\alpha = 0$ (cf. discussie in validatieproces par. 9.5) en $\beta = 2.0$. De tijdstap $\Delta t = 0.005$ s, en de simulatietijd bedraagt $t_{\text{fin}} = 200$ s. Verder is $\nu = 1.3 \times 10^{-4}$ m²/s en $\text{ALPHA} = 1$ gesteld, teneinde deze eerste "rudimentaire" berekeningen stabiel te houden.

Fig. 9.40 toont het resultaat van de simulatie op de tijdstippen $t = 122$ s (golffafloop) en $t = 127$ s (golfploop). Merk op dat de golfkruin niet-lineair wordt naarmate de golf naar de golfbreker toeloopt. De dek- en filterlaag zorgen voor een eerste –grote– energiedissipatie, in de kern is de variatie van het waterpeil veel minder uitgesproken. De animatie zeebrugge_200s_–overview.avi op de CD-ROM toont de volledige simulatie, en geeft een visuele indruk van het fysische gedrag van de golfinteractie.

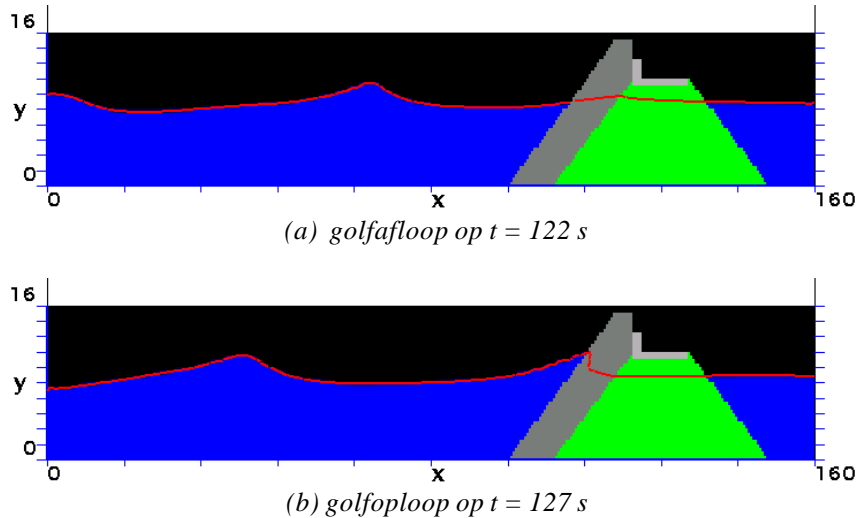


Fig. 9.40. Berekeningsresultaten na $t = 122$ s en $t = 127$ s voor de simulatie met de Zeebrugge golfbreker. De verticale schaal is tweemaal vergroot.

In Fig. 9.41 wordt ingezoomd op de beweging van het water vóór de golfbreker, in de dek- en filterlaag en in de kern, voor een volledige periode van $T = 8$ s tussen $t = 120$ s en $t = 127$ s. Verder toont de animatie Zeebrugge_detail.avi (opgebouwd uit dezelfde beelden van Fig. 9.41) opnieuw het dynamische karakter van de in- en uitstroming, en de resulterende beweging van het vrij wateroppervlak. Uit deze kwalitatieve berekeningsresultaten blijkt dat de golfinteractie zeer redelijk gemodelleerd wordt met de benaderende aanpak.

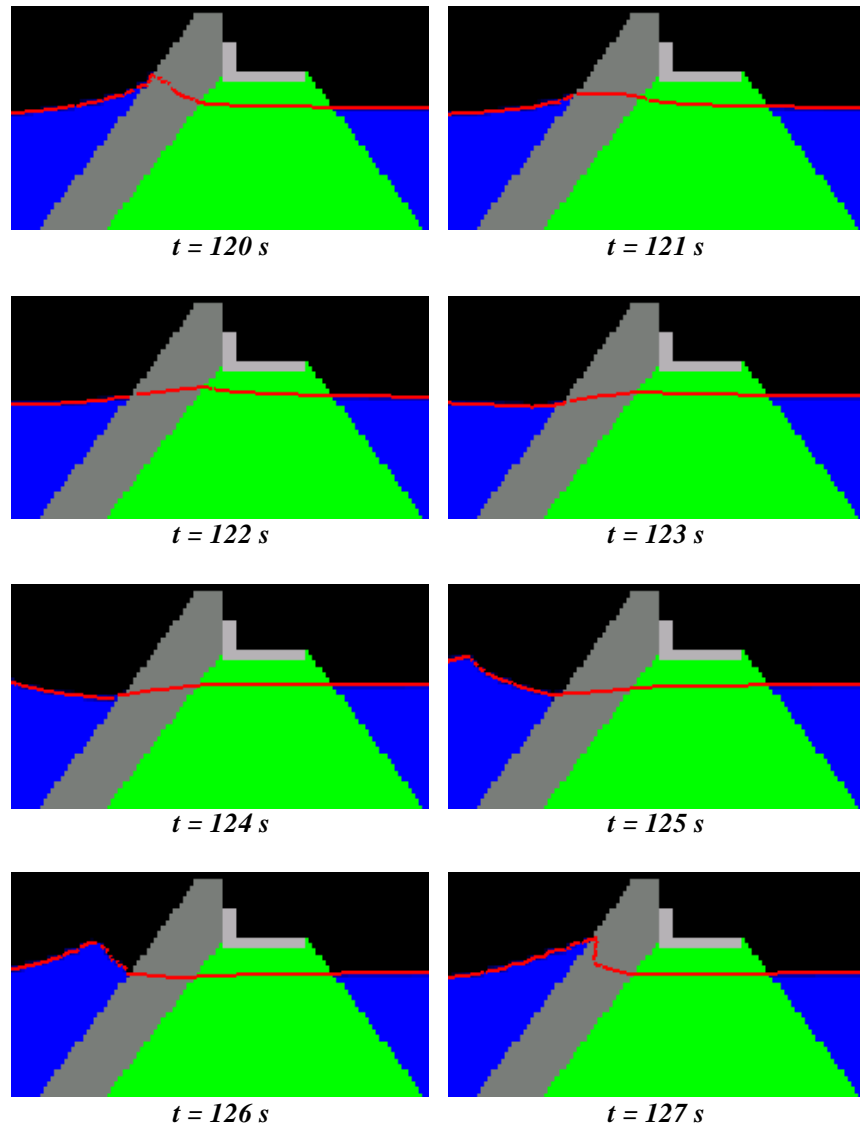


Fig. 9.41. *Berekeningsresultaten van $t = 120\text{ s}$ tot $t = 127\text{ s}$, gedurende één golfperiode, ingezoomd op de golfinteractie met dek- en filterlaag en kern. De verticale schaal is tweemaal vergroot.*

Analoog aan Fig. 9.35 toont Fig. 9.42 de ogenblikkelijke waarden van p , u en v langsheen de x -as, ter hoogte van $y_{j=15} = 5.40$ op 8 opeenvolgende tijdstippen in één periode tussen $t = 120$ s en $t = 127$ s. De linkerkolom toont het voorland (water), de rechterkolom de dek- en filterlaag (gearceerde zone) en de kern. Duidelijk merkbaar opnieuw is de eerste aanzienlijke reductie in p , u en v in de dek- en filterlaag en de eropvolgende exponentiële afname in de kern. Dit gedrag is eveneens sterk gelijkend op het gedrag bekomen uit de prototype-metingen.

De reflectiecoëfficiënt kan begroot worden uit het actieve absorptiesysteem (Fig. 9.43), met de golfhoogte H_r , afgeleid uit de correctieterm η^* , gelijk aan $H_r = 0.72$ m, zodat $C_r = 0.72/3.0 = 0.24$. Volgens Fig. 6.2 valt deze waarde binnen het te verwachten bereik van de reflectiecoëfficiënt voor stortsteengolfbrekers met taludhelling $V:H = 1:1.5$.

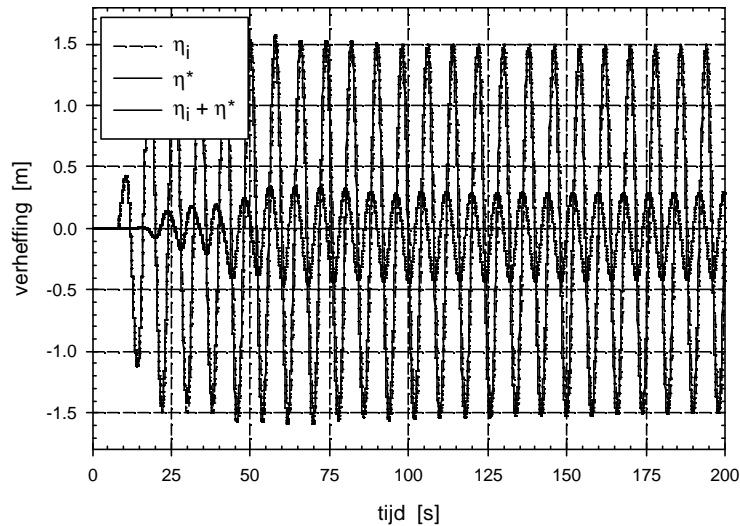


Fig. 9.43. *Performantie van de AWAVOF randvoorwaarde, met de verheffing van de invallende golf h_i , de correctieterm h^* , en de totale opgelegde verheffing $h_i + h^*$ aan de linkerrand.*

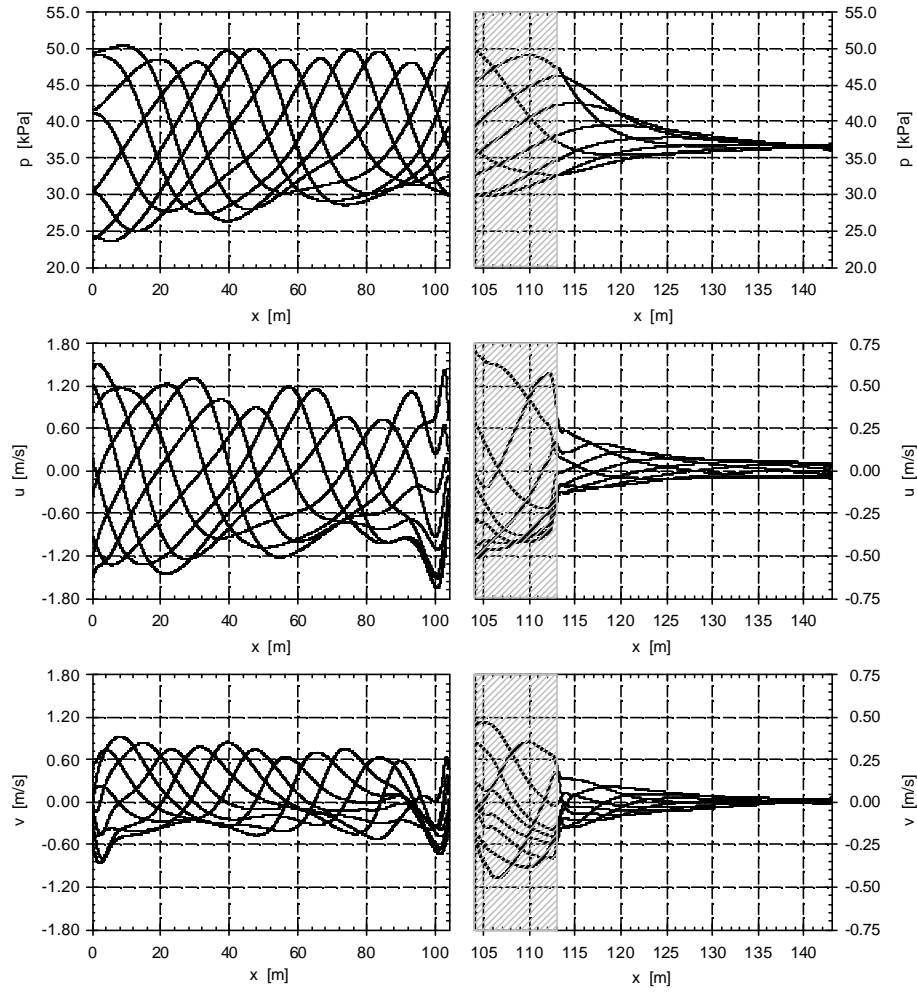


Fig. 9.42. Ogenblikkelijke waarden van p , u en v , langsheen de x -as, ter hoogte van $y = 5.40$, op 8 opeenvolgende tijdstippen in één periode tussen $t = 120$ s en $t = 127$ s. De linkerkolom toont het voorland (water), de rechterkolom de dek- en filterlaag (gearceerde zone) en de kern.

De analyse van de poriëndrukken in de kern is uitgevoerd volgens de methode van hoofdstuk 5 zodat een vergelijking mogelijk is met de prototype metingen. Hiervoor is de poriëndruk geregistreerd in 3 horizontale lijnen ($y'/H = 0.47$; $y'/H = 1$; $y'/H = 1.53$) voor telkens 2 meetpunten in de dek- en filterlaag en 5 meetpunten in de kern.

Fig. 9.44 toont het resultaat van de analyse. De drukhoogtes $p(x)$ zijn uitgezet i.f.v. de afstand x . Als referentiedrukhoogte (i.e. de eerste drukmeting in de kern) voor elk peil is gevonden: $p_0(y'/H = 0.47) = 13.37$ kPa, $p_0(y'/H = 1.0) = 14.43$ kPa, $p_0(y'/H = 1.53) = 16.39$ kPa. Een quasi constante waarde $p_0 \cong \text{cte}$ wordt dus ook hier teruggevonden langsheen de grenslijn tussen kern en filterlaag.

Opmerkelijk is het feit dat de drukhoogtes in de dek- en filterlaag (aangeduid door de volledig zwart gekleurde data) wél afnemen met de diepte y'/H (Fig. 9.44). Het verband $p_0/\rho_w gH$ bedraagt resp. 0.45, 0.49 en 0.56, en is qua grootteorde vergelijkbaar met het in hoofdstuk 5 gevonden verband (5.41).

De dempingcoëfficiënt is eveneens bepaald voor elke horizontale lijn, en bedraagt resp. $\delta = 1.12$, 1.04 en 0.91 voor $y'/H = 0.47$, 1.0 en 1.53. Hieruit volgt duidelijk dat de dempingcoëfficiënt afneemt met toenemende diepte. Deze conclusie is een bevestiging van de analyse uit hoofdstuk 5. De waarden van de dempingcoëfficiënt hebben ook dezelfde grootteorde als de prototypewaarden uit hoofdstuk 5.

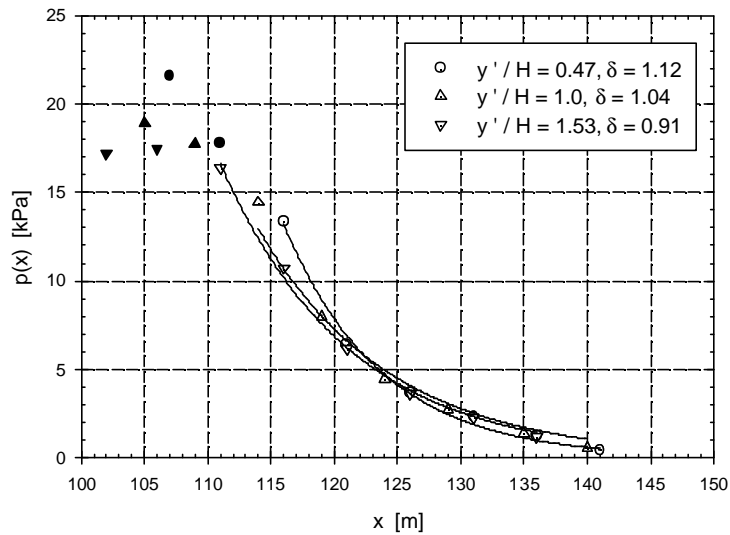
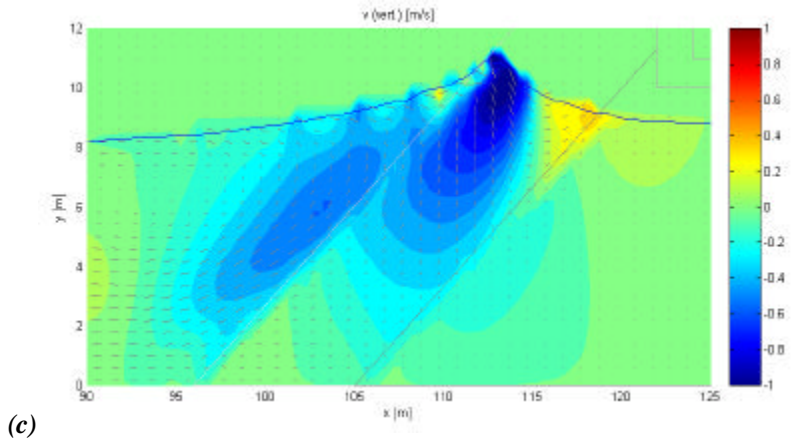
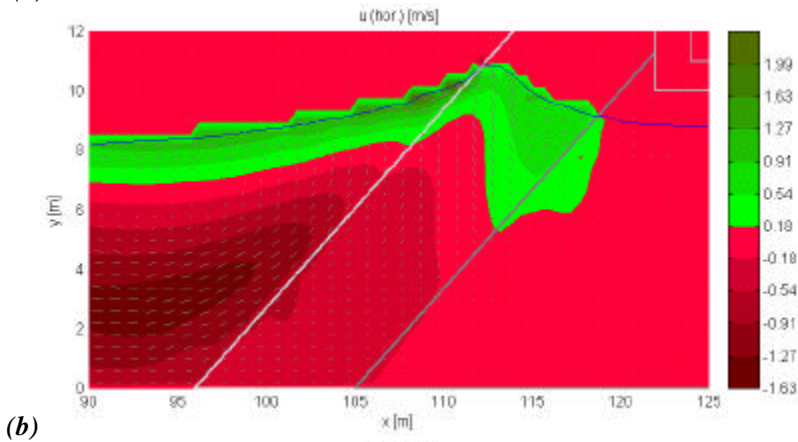
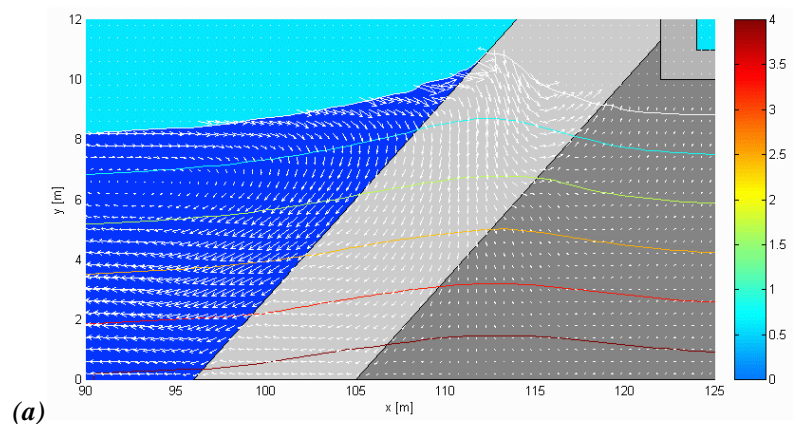


Fig. 9.44. Drukverdeling in de dek- en filterlaag (zwart gekleurd), en in de kern van de golfbreker, met fitting van het exponentieel dempingsmodel.

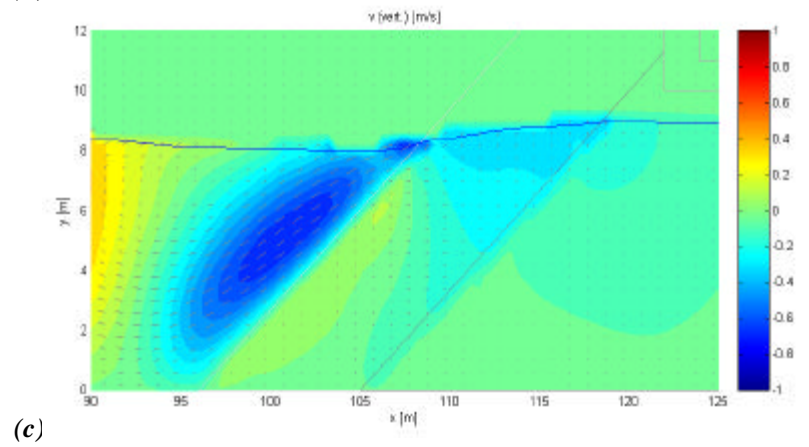
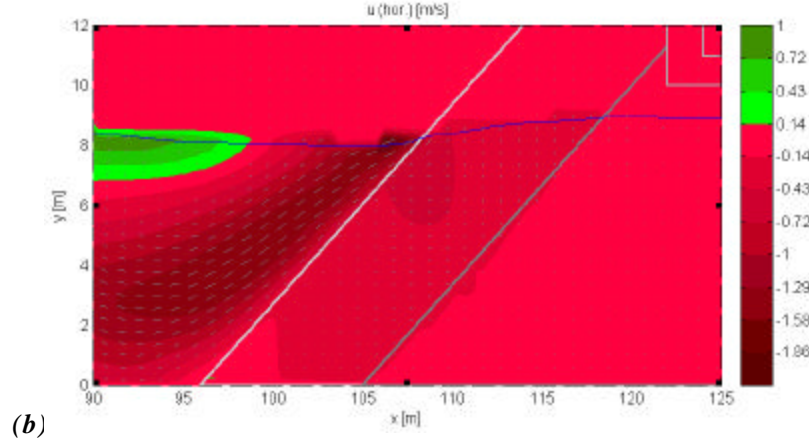
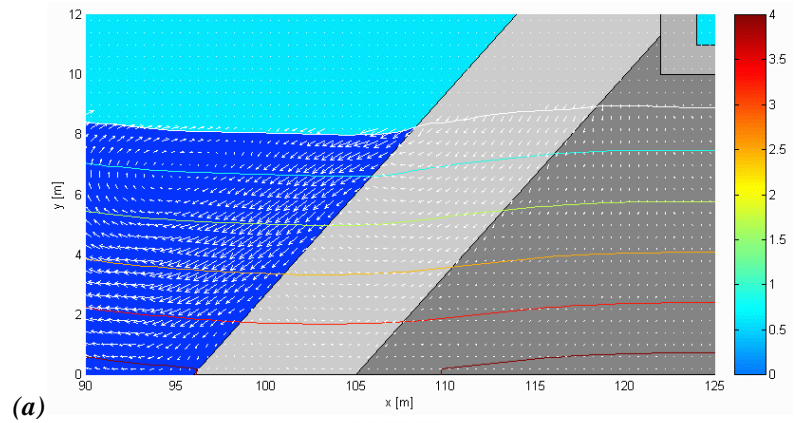
Tenslotte toont Fig. 9.45 een detail van het berekende stromingsveld, t.p.v. het zeewaartse talud van de golfbreker, voor het geval van golfoploop (links) en golfafloop (rechts). In Fig. 9.45.a wordt het snelheidsveld, de isobaren (met kleurlegende) en de positie van het vrij oppervlak weergegeven. Fig. 9.45.b toont in kleurlegende de horizontale snelheidscomponent u , Fig. 9.45.c toont de verticale component v . Ook hier is het typische stromingspatroon voor golfoploop en -afloop duidelijk merkbaar. Zo is tijdens golfoploop zowel in- als uitstroming langsheen het talud aanwezig

Onderschrift bij figuren op de volgende bladzijde

Fig. 9.45. Numerieke berekeningsresultaten voor de Zeebrugge simulatie, voor het geval van golfoploop (links) en golfafloop (rechts). De kleurlegende bij (a) duidt de drukwaarde [kPa] aan, bij (b) en (c) de snelheid [m/s].



Golfoploop op $t = 127$ s



Golfafloop op $t = 122$ s.

Eveneens duidelijk zichtbaar in Fig. 9.45.c, bij golfoploop, is de interne golfoploop die optreedt op de grenslijn tussen kern en filterlaag. Deze secundaire oploop is nog steeds aan de gang, terwijl de oploop op het talud al voorbij is, en het wateroppervlak terug naar beneden begint te zakken. De secundaire golfoploop ijlt bijgevolg lichtjes na t.o.v. de primaire golfoploop.

De animaties Zeebrugge_puv_detail.avi, Zeebrugge_u_detail-.avi en Zeebrugge_v_detail.avi op de CD-ROM tonen tenslotte het dynamische karakter van de simulaties.

Steunend op voorgaande analyse van de numerieke modellering van de golfinteractie met de (vereenvoudigde) Zeebrugge geometrie, wordt gesteld dat zelfs met een relatief ruwe benadering van de deklaag-eigenschappen toch een zeer goed beeld van de druk- en snelheidsverdeling bekomen wordt. De numerieke resultaten zijn zeer vergelijkbaar met de in prototype gevonden resultaten. Bovendien kan nu het numerieke model aangewend worden om b.v. een parameterstudie uit te voeren voor de belangrijkste golf- en materiaalkarakteristieken. Op deze wijze is aangetoond dat het numerieke model VOFbreak² in staat is om werkelijke golfbreker studies succesvol uit te voeren.

9.7 Besluit

Het numerieke model VOFbreak² is in dit hoofdstuk uitgebreid getest en gevalideerd, waarbij de moeilijkheidsgraad van de numerieke simulaties steeds toeneemt.

Als "voorsmaak" is gestart met een aantal simpele simulaties, met eenvoudige geometrie en randvoorwaarden. Deze testsimulaties tonen aan dat het computerprogramma (bijna) bugvrij rekent, en illustreren de typische mogelijkheden van de VOF-techniek voor de behandeling van ingewikkelde vloeistofconfiguraties met een vrij oppervlak, met potentiële toepassing voor brekende golven.

De validatie van de inbouw van het poreuze stromingsmodel in het programma is een belangrijke taak. Eerst wordt het geval bekeken van een ééndimensionale stroming doorheen een poreus monster ingebouwd in een leiding. Het validatieproces vergelijkt de numeriek berekende drukgradiënt in het monster met de experimenteel bepaalde drukgradiënt, in volledig turbulente stroming. Een perfecte overeenstemming is bekomen, over het volledige aangewende bereik van de filtersnelheid doorheen het monster. Vervolgens is een kwalitatieve validatie uitgevoerd voor een ingewikkelder tweedimensionale stroming doorheen een poreuze muur. Hoewel experimentele validatiemeetgegevens voor dit geval niet beschikbaar zijn, toch is deze numerieke simulatie een getrouwe nabootsing van de werkelijkheid. Bovendien is het behoud van massa gedurende de berekeningen met succes gecontroleerd.

Vergelijking tussen de numerieke resultaten voor de voortplanting van lineaire golven over horizontale bodem en de analytische oplossing, valideert de numerieke randvoorwaarde voor golfgeneratie.

De reflectie- en transmissiekaracteristieken van de numerieke sponslaag zijn onderzocht voor 2 types absorptiefuncties, met als doel een efficiënt gebruik van de sponslaag als passieve absorptietechniek in de numerieke goot. Een vuistregel voor een efficiënt gebruik van de sponslaag (i.e. een zo kort mogelijke inbouwlengte x_s van de sponslaag met minimale reflectie en transmissie) is geformuleerd op basis van een groot aantal uitgevoerde numerieke simulaties. Deze vuistregel stelt voor om een absorptiefunctie met ellipsvormig verloop te gebruiken, met optimale inbouwlengte $0.5L \leq x_{s,opt} \leq L$ (L is de golflengte).

Een vergelijking tussen de verheffingen van de eenlinggolf van de numerieke berekeningen en van de analytische oplossing, leert dat VOFbreak² in staat is om sterk niet-lineaire golfvoortplanting (en –oploop) te simuleren.

De performantie van de actieve golfgenererende en –absorberende numerieke randvoorwaarde AWAVOF is getest aan de hand van simulaties voor het geval van zuivere absorptie en voor het geval van gecombineerde generatie en absorptie. In beide gevallen werkt AWAVOF perfect voor lineaire golven (i.e. kleine H/d waarden). De fout neemt lichtjes toe met toenemende niet-lineariteit (i.e. met toenemende golfhoogte H), maar blijft steeds beperkt. Deze fout geeft aanleiding tot zeer beperkte re-reflectie in de goot ($< 15\%$). De oorzaak van de optreden de fout is te wijten aan het lineaire karakter van de absorptiemethode. Zelfs voor aanzienlijk niet-lineaire golven blijft de actieve absorptie-methode stabiel over lange periodes, zoals blijkt uit de praktische toepassingen in par. 9.5 en 9.6.

Voor de validatie van de modellering van golfinteractie met een stortsteen-golfbreker wordt gebruik gemaakt van fysische meetgegevens verzameld in de golfgoot van Aalborg University. De geometrie van de golfbreker is zeer eenvoudig gehouden, met een verticale voorwand. De opstelling en de resultaten van de fysische schaalproeven zijn beschreven in hoofdstuk 5 (de AAU data set) en Bijlage D. Het validatieproces beoogt met dezelfde numerieke geometrie, materiaalkarakteristieken en golfrandvoorwaarden, de numerieke meetgegevens te vergelijken met de fysische (referentie-)meetgegevens. De vergelijking heeft betrekking op de golfreflectie, -transmissie en –oploop, en de interne drukattenuatie. Een zeer goede overeenkomst tussen numerieke resultaten en experimentele gegevens wordt bereikt wanneer de vormfactor $\alpha = 0$ gesteld wordt zodat de viskeuze wrijving verwaarloosd wordt. Deze bevinding sluit perfect aan bij het door Burcharth en Christensen (1991) voorgestelde Forchheimer model voor volledig turbulente stroming: $I = b'V^2$. Uit de berekening van de snelheden in de golfbrekerkern wordt afgeleid dat het stromingstype inderdaad volledig turbulent is, met het getal van Reynolds $Re = O(500)$. Liu et al (1999) rapporteren eveneens dat een aanzienlijke reductie voor de vormfactor α vereist was in hun validatieproces. De validatie m.b.v. de test reg10h wordt gecontroleerd aan de hand van 2 andere testen reg09b en reg19b. Dezelfde zeer goede overeenkomst tussen experimentele en numerieke meetresultaten wordt bereikt, en wijst op een geslaagde validatie van de numerieke modellering van de golfinteractie.

Tenslotte is het opmerkelijke potentieel van de numerieke berekeningen aangetoond door een reeks berekeningsresultaten zó voor te stellen dat een verbeterde fysische interpretatie van de optredende stroming verkregen wordt.

Na de gedetailleerde validatie van een eenvoudige golfbrekergeometrie op labo-schaal, wordt de prototype golfbreker te Zeebrugge gemodelleerd. Als validatiegegevens worden de geanalyseerde prototypemetingen uit hoofdstuk 5 gebruikt. Het valideren gebeurt hier niet op basis van een perfecte numerieke nabootsing van de werkelijkheid, maar eerder benaderend. Deze benadering slaat op de vereenvoudigde geometrie en golfkarakteristieken, en – vooral – op de gebruikte numerieke techniek om de invloed van dek- en filterlaag mee te rekenen. De aanzienlijke energiedissipatie in dek- en filterlaag wordt gemodelleerd door deze lagen een artificieel hoge porositeit toe te kennen, met behoud van de andere materiaalkarakteristieken. De visuele interpretatie van de golfbeweging vóór en in de kern, de analyse van de golfreflectie en van de drukattenuatie in de kern tonen aan dat deze benaderende aanpak zeer vergelijkbare resultaten oplevert t.o.v. de prototyperesultaten. Met dit belangrijke resultaat kan in de nabije toekomst een parameterstudie uitgevoerd worden om de individuele invloed van de golf- en materiaalkarakteristieken te onderzoeken.

Besluitend, is in dit hoofdstuk aangetoond dat het numerieke model VOFbreak² zeer goed in staat is om de numerieke modellering van de golfinteractie met een stortsteengolfbreker uit te voeren.

REFERENTIES

Allsop N.W.H., Hawkes P.J., Jackson F.A. and Franco L., 1985. Wave Run-up on Steep Slopes - Model Tests under Random Waves. Report No. SR2, Hydraulics Research Wallingford, 54 pp.

Allsop N.W.H., Wood L.A., 1987. Hydro-geotechnical performance of rubble mound breakwaters. Hydraulics Research Report SR 98 (UK).

Amoros J.R., Ortega J.L., Elvira A.R., Molina L., 1996. On some aspects concerning vertical caissons instrumentation and interpretation. Proc. 11th Int. Harbour Congress, Antwerpen, Belgium.

Andersen O.H., 1994. Flow in porous media with special reference to breakwater structures. Ph.D. Thesis, Series Paper No. 7, Dept. of Civil Engineering, Aalborg University, Denmark.

Andersen H., Gronbech J., Jensen T., 1995. Determination of incident waves using reflection analysis - REFCROSS software, M. Sc. thesis Aalborg University, Aalborg (Denmark).

Anderson J.D., 1983. Introduction to Computational Fluid Dynamics. Von Karmann Institute Lectures on CFD.

Ashgriz N., Poo J.Y., 1991. FLAIR: Flux Line-Segment Model for Advection and Interface Reconstruction. J. Of Comp. Physics, Vol 93, pp. 449-468.

Austin D.I., Schlueter R.S., 1982. A numerical model of wave breaking/-breakwater interactions. In: Proceedings 18th International Conference on Coastal Engineering, Cape Town, Republic of South Africa, Vol.3, pp. 2079-2096.

Bakker K.J., den Adel H., Klein Breteler M., 1989. Klassieke theorie leidt tot kostbare filterconstructies. Tijdschrift Land + Water nu, Vol. 10, pp. 35-47.

Barends F.B.J., 1986. Geotechnical aspects of rubble mound breakwaters. Proc. Breakwaters '86, London, Thomas Telford (UK).

Barends F.B.J. 1988. Discussion on paper by Simm and Hedges: 'Pore pressure response and stability of rubble mound breakwaters', Proc. Breakwaters 1988, London (UK).

Batchelor G.K., 1967. An introduction to fluid mechanics. Cambridge University Press.

Battjes J.A., 1988. Surf-zone dynamics. Annu. Rev. of Fluid Mech., Vol. 20, pp. 257-293.

Biésl F., 1950. Equations de l'écoulement non lent en milieu perméable. La Houille Blanche, No. 2.

Biésl F., Suquet, 1951. Étude théorique d'un type d'appareil à houle. La Houille Blanche, 6^e Ann., No. 2, pp. 152-165.

Bird P.A.D., Davidson M.A., Ilic S., Bullock G.N., Chadwick A.J., Axe P. and Huntley D.A., 1996. Wave reflection, transformation and attenuation characteristics of rock island breakwaters. Advances in coastal structures and breakwaters. Thomas Telford, London, pp. 93-106.

Bradford S.F., 2000. Numerical simulations of surf zone dynamics. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 126, No. 1, pp 1-13.

Brorsen M., Helm-Petersen J., 1998. On the reflection of short-crested waves in numerical models. Proceedings 26th International Conference on Coastal Engineering, Copenhagen, Denmark, pp. 394-407.

Brorsen M., Larsen J., 1987. Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method. *Coastal Engineering*, Vol. 11, pp. 93-113.

Bullock G.N., Murton G.J., 1989. Performance of a wedge-type absorbing wavemaker. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 115, No. 1, pp. 1-17.

Burcharth H.F., 1993. The design of breakwaters. In: *Coastal, estuarial and harbour engineering's reference book*, pp. 381-424. Chapman & Hall, London (UK).

Burcharth H.F., Andersen O.H., 1995. On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal Engineering*, Vol. 24, pp 233-257, Elsevier.

Burcharth H.F., Christensen C. , 1991. On stationary and non-stationary porous flow in coarse granular materials. Intern rapport (MAST G6-S) Aalborg University, Denmark.

Burcharth, H.F., Christensen M. , Jensen T., Frigaard P. 1998. Influence of core permeability on Accropode armour layer stability. *Proc. Int. Conf. Coastlines, Structures and Breakwaters*, Institution of Civil Engineers, London (UK).

Burcharth H.F., Liu Z., Troch P., Scaling of core material in rubble mound breakwater model tests. *Proc. 5th COPEDEC*, Cape Town (South Africa), pp. 1518-1528 (1999).

Bürger W., Oumeraci H., Partenscky H.W. 1988. Geohydraulic investigations of rubble mound breakwaters. *Proc. 21th ICCE Malaga*.

CEM, 1996. *Coastal Engineering manual*, Waterways Experiment Station, CERC (USA).

Chakrabarti C.K., 1994. *Offshore structure modeling. Advanced series on ocean engineering - Vol. 9*. World Scientific Publishing Co., Singapore. ISBN 981-02-1513-4

Chen Q., Madsen P.A., Basco D.R., 1999. Current effects on nonlinear interactions of shallow water waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 125, No. 4, pp. 176-188.

Chopra A., Greated C.A., 1995. Development and validation of the Volume of Fluid technique for water wave dynamics. In: *Proceedings of the 6th International symposium on Computational Fluid Dynamics*, pp 212-217, Nevada, USA.

Chorin A.J., 1968. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Math. Comp.*, Vol. 22, pp. 745-762.

Christensen M., 1995. Generation and active absorption of 2- and 3-dimensional water waves in physical models. Ph.D. thesis, Aalborg University, Aalborg, Denmark. ISSN 0909-4296.

CIRIA/CUR, 1991. Manual on the use of rock in coastal and shoreline engineering. CIRIA publication 83 - CUR report 154. CUR, Gouda, Nederland.

CUR, 1995. Manual on the use of rock in hydraulic engineering. CUR report 169. A.A. Balkema, Rotterdam, Nederland.

Dean R.G., Dalrymple R.A., 1991. Water wave mechanics for engineers and scientists. *Advanced series on ocean engineering - Vol. 2*. World Scientific Publishing Co., Singapore. ISBN 981-02-0421-3

Delft Hydraulics, 1991. Feasibility study on the application of SAVOF. Intern raport MAST-G6 Coastal Structures H1351. WLDELFT, Delft, Nederland.

De Girolamo P., Noli A., Spina D., 1996. Field measurements of loads acting on smooth and perforated vertical walls. *Advances in coastal structures and breakwaters*. Thomas Telford, London, pp. 64-76.

de Groot M.B., Yamazaki H., van Gent M.R.A., Kheyruri Z., 1994. Pore pressures in rubble mound breakwaters. *Proc. 24th Int. Conference on Coastal Engineering*, Kobe, Japan. ASCE, New York, Vol. 2, pp 1727-1738.

De Rouck J., 1991. De stabiliteit van stortsteengolfbrekers. Algemeen glijdingsevenwicht. Een nieuw deklaagelement. Doctoraatsthesis KUL, België.

De Rouck J., Verdonck R., Troch P., Van Damme L., Schlütter F., De Ronde J., 1998. Wave run-up and overtopping: prototype versus scalemodels. Proc. 26th I.C.C.E., 22-26 June 1998, Copenhagen (Denmark), pp. 1039-1052 .

De Somer M., 1979. De invloed van de grootte van het tijdsinterval bij de digitale discretisatie van analoge meetsignalen. Intern rapport, Universiteit Gent.

De Somer M., Saey D., Troch P., De Rouck J., 1995. Preparation of the measurement jetty in Zeebrugge. Annex I of the Full Progress Technical Report MAS02/1-671/PTH, Dept. of Civil Engineering, Ghent University, 12 pp. + annexes.

Dick E., 1998. Numerieke stromingsmechanica. Cursus, Vakgroep Mechanica van stroming, warmte en verbranding, Universiteit Gent.

Dingemans M., 1997. Water wave propagation over uneven bottoms. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 13, part 1 and 2, World Scientific, Singapore.

Fenton J.D., 1988. The numerical solution of steady water wave problems. Computers and Geosciences, Vol. 14, pp. 357-368.

Fenton J.D., 1999. Numerical methods for nonlinear waves. In: Advances in Coastal and Ocean Engineering, Editor: Ph. L.-F. Liu, Vol. 5, pp. 241-324

Fenton J.D., McKee W.D., 1990. On calculating the lengths of water waves. Coastal Engineering, Vol. 14, pp. 499-513.

Fischer M., Juhl J., Rasmussen E.B., 1992. Numerical modelling of waves and currents with regard to coastal structures. Proc. 23rd ICCE, Venice, Italy.

Forchheimer Ph., 1901. Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 45, S. 1782. Referaat in Forchheimer Ph., 1930. Hydraulik. Leipzig, Duitsland.

Frigaard P., 1997. Persoonlijke briefwisseling m.b.t. analyse van proefresultaten.

Frigaard P., Brorsen M., 1995. A time-domain method for separating incident and reflected irregular waves. Coastal Eng. Vol. 24, pp. 205-215.

Frigaard P., Brorsen M., 1998. Experimental and numerical wave generation and analysis. Lecture Notes Ph.D. course at Aalborg University, Denmark.

Frigaard P., Christensen M., 1994. An absorbing wave-maker based on digital filters. In: Proceedings, 24th International Conference on Coastal Engineering, Kobe, Japan, Vol.1, pp. 168-180.

Goda Y., 1985. Random seas and desing of marine structures. University of Tokyo Press, Japan.

Goda Y., Suzuki Y., 1976. Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments. Proceedings 15th International Conference on Coastal Engineering, Honolulu, Hawaiï, pp. 828-845.

Gu Z., Wang H., 1991. Gravity waves over porous bottoms. Coastal Engineering Vol. 15, pp. 695-524.

Haecon, 1988. Daminstrumentatie - algemene beschrijving. Technische nota ZDA607-88/2109.

Hald T., Frigaard P., 1996. Performance of active wave absorption systems – comparison of wave gauge and velocity meter based systems. In: Proceedings 2nd International Conference on Coastal, Ports and Marine Structures. ICOPMAS, Tehran, Iran.

Hall K.R., Hettiarachchi S., 1992. Mathematical modelling of wave interaction with rubble mound breakwaters. In: Coastal structures and breakwaters. Thomas Telford, London (UK).

Hall K.R., Smith G.M., Turcke D.J., 1995. Comparison of oscillatory and stationary flow through porous media. Coastal Engineering, Vol. 24, pp. 217-232.

- Hannoura A.A., McCorquodale J.A., 1978. Virtual mass coefficient of coarse granular media. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 104, WW2.
- Hannoura A.A., Barends F.B.J., 1981. Non-darcy flow; A state of the art. *Proceedings Euromech 143*, Delft, Nederland.
- Harlow E.H., 1980. Large rubble mound breakwater failures. *Proc. ASCE Jo. W'way, Port and Coastal Div.*, Vol. 106, WW2.
- Hirt C.W., Nichols B.D., 1981. *J. Comp. Phys.* Vol. 39, pp. 201-225.
- Howell G. L. 1989. Measurement of forces on dolos armor units at prototype scale, *Proceedings of the 21st Coastal Engineering Conference*.
- Hughes S.A., 1993. Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *Advanced series on ocean engineering - Vol. 7*. World Scientific Publishing Co., Singapore. ISBN 981-02-1541-X.
- Iwata K., Kawasaki K., Kim D., 1996. Breaking limit, breaking and post-breaking wave deformation due to submerged structures. In: *Proceedings 25th International Conference on Coastal Engineering*, Orlando, USA, Vol.3, pp. 2338-2351.
- Juul Jensen O., Klinting P., 1986. Evaluation of scale effects in hydraulic models by analysis of laminar and turbulent effects. *Coastal Engineering* Vol. 7, pp. 319-329.
- Kingston K., Murphy J. 1996. Wave run-up/run-down. Thematic report B of the Detailed scientific report MAS02/1-893/PTH, project MAS02/CT92/23, Editors Troch P., De Rouck J.
- Kobayashi N., Poff M.T., 1994. Numerical model RBREAK2 for random waves on impermeable coastal structures and beaches. Res. report No. CACR-94-12, Univ. of Delaware, USA.

Kothe D.B., Mjolsness R.C., Torrey M.D., 1991. RIPPLE: a computer program for incompressible flow with free surfaces. Report LA-12007-MS, Los Alamos Scientific Report, Los Alamos, New Mexico, USA.

Kothe D.B., Ferrell R.C., Turner J.A., Mosso S.J., 1997. A high resolution finite volume method for efficient parallel simulation of casting processes on unstructured meshes. Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-97-30. In: Proceedings 8th SIAM Conference on Parallel Processing for Scientific Community, Minneapolis, MN, USA.

Kuliasko, 1987. *Cursus Wiskundige Analyse*. Universiteit Gent.

Laan G.J., 1981. The relation between shape and weight of pieces of rock. Report MAW-R-81079, Rijkswaterstaat, Delft, Nederland.

Larsen J., Dancy H., 1983. Open boundaries in short wave simulations - a new approach. *Coastal Engineering* Vol. 7, pp.285-297.

Lee C., Suh K.D., 1998. Internal generation of waves for time-dependent mild-slope equations. *Coastal Engineering* Vol. 34, pp. 35-57.

Le Méhauté, B., 1958. Perméabilité des digues en enrochements aux ondes de gravité periodiques. *La Houille Blanche* No. 6, 1957 et No. 2, 3, 1958.

Le Méhauté B., 1972. Progressive wave absorber. *Journal of Hydraulic Research*; Vol. 10, No. 2, pp.153-169.

Lemos C.M., 1992. Wave breaking, a numerical study. *Lecture Notes in Engineering* No. 71. Springer-Verlag, Berlin, Germany.

Lemos C.M., 1996. Higher-order schemes for free surface flows with arbitrary configurations. *Int. Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 23, pp. 545-566.

Lemos C.M., Troch P., 1999. Optimisation and calibration of numerical models. Progress report Task 5 - OPTICREST project, Ghent University.

Lin P., Liu P. L.-F., 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.*, Vol. 359, pp. 239-264.

Lin P., Liu P. L.-F., 1999. Free surface tracking methods and their applications to wave hydrodynamics. In: *Advances in coastal and ocean engineering*, Vol. 5, World Scientific Publishing, Singapore.

Lin P., Liu P. L.-F., 1999-b. Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 125, No. 4, pp. 207-215.

List of Sea State Parameters, 1986. PAINC - IAHR publication.

Liu P. L.-F., Lin P., Chang K.-A., Sakakiyama T., 1999. Numerical modeling of wave interaction with porous structures.

Liu Z. en Frigaard P., 1997. *Random Seas*. Lecture notes Aalborg University, Denmark.

Longuet-Higgins en Cokelet, 1976. The deformation of steep surface waves on water. I. A numerical method of computation. *Proc. R. Soc. London, A*, Vol. 350, pp.1-26.

Losada M.A., Giménez-Curto L.A. 1982. Mound breakwaters under oblique wave attack, a working hypothesis. *Coastal Engineering* 6, pp. 83-92.

Losada I.J., Losada M.A., Martín F.L., 1995. Experimental study of wave-induced flow in a porous structure. *Coastal Engineering*, Vol. 26, pp. 77-98, Elsevier.

Lynn P.A., Fuerst W., 1989. *Introductory digital signal processing with computer applications*. John Wiley & Sons, London, UK. ISBN 0-471-91564-5.

Madsen O.S., 1970. Waves generated by a piston-type wavemaker. 12th ICCE, Washington D.C., ASCE.

Madsen P.A., Schäffer H.A., 1998. Higher order Boussinesq-type equations for surface gravity waves - derivation and analysis. Phil. Trans. Roy. Soc., London, A356: 1-60.

Madsen P.A., Schäffer H.A., 1999. A review of Boussinesq-type equations for surface gravity waves. In: Advances in Coastal and Ocean Engineering, Editor: Ph. L.-F. Liu, Vol. 5, pp. 1-95.

Martin J.C., Moyce W.J., 1952. An experimental study of the collapse of liquid columns of a rigid horizontal plane. Phil. Trans. Roy. Soc. of London, A244, 312.

Mayer S., Garapon A., Sorensen L.S., 1998. A fractional step method for unsteady free-surface flow with applications to non-linear wave dynamics. Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol. 28, pp. 293-315.

McNally G.H., 1998. Soil and rock construction materials. E & FN Spon, London (UK).

Mei C.C., 1991. The applied dynamics of ocean surface waves. World Scientific Pub. Co. Singapore. ISBN 9971-50-773.

Miche R., 1960. Recherches théorétiques sur les écoulements de filtration non permanents. 5^e Journées de l'Hydraulique.

Milgram J.S., 1970. Active wave absorbers. J. Fluid Mech. 43(4), pp. 845-859.

Morison J.R., O'Brien M.P., Johnson J.W., Schaaf S.A., 1950. The force exerted by surface waves on piles. Petroleum Transactions. Vol 189, T.P. 2846, pp. 149-154.

Muttray M., 2000. Persoonlijke briefwisseling.

N., 1985. De uitbreidingswerken van de haven van Zeebrugge. Excavator, nr. 491.

Thornton et al., 2000. State of nearshore processes research: part II. Technical report NPS-OC-00-001, Naval Postgraduate School, California, USA.

Nichols B.D., Hirt C.W., Hotchkiss R.S., 1980. SOLA-VOF: a solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries. Report LA-8355, Los Alamos, California.

Nieuwstadt F.T.M., 1992. Turbulentie, inleiding in de theorie en toepassingen van turbulente stromingen. Epsilon uitgaven, Utrecht, Nederland.

Oumeraci H., 1991. Wave induced pore pressures in a rubble mound breakwater. Internal Technical Report LWI, Technical University Braunschweig, Germany.

Oumeraci H., Partenscky H.W., 1990. Wave-induced pore pressures in rubble mound breakwaters. Proc. 22th International Conference on Coastal Engineering.

Patankar S.V., 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. Taylor and Francis, New York, USA.

Peregrine D.H., 1967. Long waves on a beach. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 27, pp. 815-827.

Peregrine D.H., 1983. Breaking waves on beaches. Annual Review of Fluid Mechanics. pp. 149-178. Palo Alto, California, USA.

Petit H.A.H., van den Bosch P., 1992. SKYLLA: wave motion in and on coastal structures. Numerical analysis of program modifications. Delft Hydraulics Report H1351, Delft, The Netherlands.

Price W.A., 1983. Some thoughts on the future design of breakwaters. Keynote lecture of Proc. of Coastal Structures '83, ASCE.

Richtmeyer R.D., en Morton K.W., 1967. Difference methods for initial value problems. Wiley, New York, USA.

Sabeur Z.A., Allsop N.W.H., Beale R.G., Dennis J.M., 1996. Wave dynamics at coastal structures: development of a numerical model for free surface flow. In: Proceedings 25th International Conference on Coastal Engineering, Orlando, USA, Vol.1, pp. 389-402.

Salter S.H., 1981. Absorbing wavemakers and wide tanks. Proceedings directional wave spectra applications, Berkeley, Ca, USA, pp. 185-202.

Sand S.E., 1985. Stochastic processes - practical computation of spectra. Technical report Danish Hydraulic Institute, Horsholm (Denmark).

Sarpkaya T. en Isaacson M., 1981. Mechanics of wave forces on offshore structures. Van Nostrand Reinhold Company, New York, USA. ISBN 0-442-25402-4.

Schäffer H.A., 1996. Second order wavemaker theory for irregular waves. Ocean Engineering, Vol. 23(1), pp. 47-88.

Schäffer H.A., Stolborg T., Hyllested P., 1994. Simultaneous generation and active absorption of waves in flumes. Proceedings Waves - Physical and numerical modelling, Vancouver, B.C., Canada, pp. 90-99.

Schäffer H.A., Klopman G., 1997. Review of multidirectional active wave absorption methods. Proceedings IAHR seminar multidirectional waves and their interaction with structures (editor: E. Mansard), in 27th IAHR Congress, San Fransisco, USA.

Sethian J.A., 1997. Tracking interfaces with level sets. American Scientist, 85: (3) pp. 254-263.

Shyy W., 1994. Computational modeling for fluid flow and interfacial transport. Transport processes in engineering, Vol. 5, Elsevier.

Simm J.D., Hedges T.S., 1988. Pore pressure response and stability of rubble mound breakwaters. Design of breakwaters, Institution of Civil Engineers, London, UK.

- Smith G., 1991. Comparison of stationary and oscillatory flow through porous media. M. Sc. thesis, Queen's University, Canada.
- Sobey R.J., Goodwin P., Thieke R.J., Westberg R.J., 1988. Application of Stokes, cnoidal and Fourier wave theories. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 113, No. 6.
- Sorensen R.M., 1997. Basic coastal engineering. Chapman & Hall, London. ISBN 0-412-12341-X.
- SPM, Shore Protection Manual, 1984. Waterways Experiment Station, U.S. Corps of Engineers, Vicksburg, USA.
- Street R.L., Camfield F.E., 1966. Observations and experiments on solitary wave deformation. *Proc. 10th International Conference on Coastal Engineering*, pp. 284-301.
- Suh K.D., Lee C., Park W.S., 1997. Time-dependent equations for wave propagation on rapidly varying topography. *Coastal Engineering* Vol. 32, pp.91-117.
- Taerwe L., 1996. Waarschijnlijkheidsrekening en Statistiek. *Cursusnota's*. Universiteit Gent.
- Taveirne W., 1990. Eenhedenstelsels en groothedenvergelijkingen: overgang naar het SI. ISBN 90-220-1031-7. Centrum voor Landbouwpublicaties en Landbouwdocumentatie PUDOC, Wageningen, Nederland.
- T.A.W., Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen, 1989. Leidraad voor het ontwerpen van rivierdijken - deel 2: benedenrivierengebied. Waltman, Delft (Nederland).
- Thompson E.F., Chen H.S., Hadley L.L., 1996. Validation of numerical model for wind waves and swell in harbours. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 122, No. 5.

Tickell R. G., 1990. Understanding and working with ocean waves: measurement systems and data analysis. Lecture notes Dept. of Civil Engineering, University of Liverpool.

Tison L.J. , 1950. Cours d'hydraulique. Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent.

Torrey M.D., Cloutman L.D., Mjolsness R.C., Hirt C.W., 1985. NASA-VOF2D: a computer program for incompressible flows with free surfaces. Report LA-10612-MS, Los Alamos Scientific Report, Los Alamos, New Mexico, USA.

Troch P., 1997. VOFbreak², a numerical model for simulation of wave interaction with rubble mound breakwaters. In: Proceedings 27th IAHR Congress, San Francisco, USA, pp. 1366-1371.

Troch P., 1998. MILDwave, een 2D numeriek model voor golfvoortplanting. Rapport in het kader van de oefeningen bij de cursus Numerieke Stromingsmechanica, Prof. E. Dick, TW04V, Universiteit Gent.

Troch P., De Somer M., De Rouck J., Van Damme L., Vermeir D., 1996-a. In situ load monitoring of rubble mound breakwaters. Proc. 11th Int. Harbour Congress, 17-21 June 1996, Antwerp (Belgium), pp. 331-341.

Troch P., De Somer M., De Rouck J., Van Damme L., Vermeir D., Martens J.P., Van Hove C., 1996-b. Wave attenuation inside a rubble mound breakwater based on full scale measurements. Proc. 25th Int. Conference on Coastal Engineering, Orlando, USA.

Troch P., De Rouck J., 1996. Detailed Scientific Report of MAST 2 project: Full scale dynamic load monitoring of rubble mound breakwaters, Ghent University.

Troch P., De Rouck J., 1998-a. Instrumentation and Data Management at Zeebrugge Breakwater. Proc. Experiences in Project Data Management, 10-13 June 1997, Ispra (Italy), pp. 205-214.

Troch P., De Rouck J., 1998-b. Development of 2D numerical wave flume for simulation of wave interaction with rubble mound breakwaters. In: Proceedings 26th International Conference on Coastal Engineering, Copenhagen, Denmark.

Troch P., De Rouck J., Van Damme L., 1998. Instrumentation and prototype measurements at the Zeebrugge rubble mound breakwater. Coastal Engineering, Vol. 35 (1-2), pp. 141-166, (1998).

Troch P., De Rouck J., 1999-a. An active wave generating-absorbing boundary condition for VOF type numerical model. Coastal Engineering, Vol. 38 (4), pp. 223-247.

Troch P., De Rouck J., 1999-b. A numerical wave flume for wave interaction with rubble mound breakwaters. PIANC Bulletin n°. 101 (PIC '99), pp. 15-20.

Tucker M.J., 1991. Waves in Ocean Engineering: measurement, analysis, interpretation. Ellis Horwood Series in Marine Sciences, London (UK).

Van Damme L., Vandenbossche D.J., Pille N., Rietveld C.F.W., Lemmers J., Lauwers M., 1985. Zeebrugge port expansion - breakwaters and civil construction works. Book published for the Royal Inauguration, Zeebrugge (Belgium).

Van Damme L., Wens F., de Saint Aubain T., 1988. Outer harbour Zeebrugge: monitoring programme of the NW breakwater section. Proc. 9th Int. Harbour Congress, Antwerpen, Belgium.

Van Damme L., De Rouck J., Vermeir D., 1990. Rubble mound breakwater stability: results of in-situ measurements. Proc. 22th Int. Conference on Coastal Engineering, Venice, Italy.

van der Meer, J.W., 1995. Conceptual design of rubble mound breakwaters. World Scientific. In: Advances in Coastal and Ocean Engineering, Volume 1. Ed. P.L.F. Liu, pp. 221-315

van der Meer J.W., 1988. Rock slopes and gravel beaches under wave attack. Ph.D. thesis Delft University of technology, Delft, Nederland.

van der Meer J.W., Petit H.A.H., van den Bosch P., Klopman G., Broekens R.D., 1992. Numerical simulation of wave motion on and in coastal structures. In: Proceedings 23rd International Conference on Coastal Engineering, Venice, Italy, Vol.2, pp. 1772-1784.

van Gent M.R.A., 1993. Stationary and oscillatory flow through coarse porous media. Communications on hydraulic and geotechnical engineering, TU Delft, The Netherlands.

van Gent M.R.A., 1995. Wave interaction with permeable coastal structures. Ph.D. Thesis TU Delft, Nederland. ISBN 90-407-1182-8.

van Gent M.R.A., Tönjes P., Petit H.A.H., van den Bosch P., 1994. Wave action on and in permeable coastal structures. In: Proceedings 24th International Conference on Coastal Engineering, Kobe, Japan, Vol.2, pp. 1739-1753.

Van Hove C., Van Immerseel L., 1994. Software Guide. Annex III, Annual Report (24 months) - MAST 2 project MAS02-CT92-23, ELIS, Ghent University, Belgium.

Van Impe, W.F., 1989. Grondmechanica. Cursus, Vakgroep Civiele Techniek, Universiteit Gent.

Verdonck R., De Rouck J., Troch P., Van Damme L., 1999. Prototype measurements of wave run-up on a rubble mound breakwater. Proc. 5th COPEDEC, Cape Town (South Africa), pp. 1350-1361.

Verhoeven R., 1989. Hydraulica I. Cursus, Universiteit Gent, België.

Verruijt A., 1997. Grondmechanica. Delftse Universitaire Pers, Delft, Nederland.

Versluys T., 1999. Ontwerp van golfhoogtemeters van het resistieve type. Interne nota, Afdeling Weg- & Waterbouwkunde, Vakgroep Civiele Techniek, Universiteit Gent.

- Versteeg H.K. en Malalasekera W., 1995. An introduction to Computational Fluid Dynamics - the finite volume method. Longman Scientific & Technical, Essex, UK.
- Vreugdenhil C.B., 1985. Numerieke berekeningen in waterbouwkunde en hydrologie. Cursus T.H. Delft, Vakgroep Waterbouwkunde, afdeling der Civiele Techniek, Delft, Nederland.
- Waller M.N.H., Christakis N., Allsop N.W.H., Beale R.G., Dennis J.M., 1998. Development and validation of a numerical model of wave dynamics. In: Proceedings Proceedings 17th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Lisbon, Portugal.
- Wei G., Kirby J. T., 1995. A time-dependent numerical code for the extended Boussinesq equations. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 121, No. 5, pp. 251-261.
- Welch J.E., Harlow F.H., Shannon J.P., Daly B.J., 1966. The MAC method: a computing technique for solving viscous incompressible, transient fluid flow problems involving free surface. Report LA-3425, Los Alamos Scientific Report, Los Alamos, California, USA.
- Whitam G.B., 1974. Linear and nonlinear waves. Wiley Interscience, NY.
- Wiegel R.L., 1964. Oceanographical Engineering. Prentice-Hall International Series in Theoretical and Applied Mechanics, Fluid mechanics Series, Prentice-Hall, London, UK.
- Wittebolle K., Van Besien P., 1999. Ontwerp en validatie van een golfgoot. Thesis Afdeling Weg-&Waterbouwkunde, Vakgroep Civiele Techniek, UG.
- Wu N., 1994. Numerischen simulation der druckschlagbelastung durch brechende wellen auf senkrechte bauwerke. Ph.D. thesis Französisches Institut für Wasserbau und Küsteningenieurwesen – Universität Hannover, Hannover, Germany.
- Young I., 1999. Wind generated ocean waves. Elsevier Ocean Engineering Book Series, Vol. 2. Elsevier Amsterdam.

Zelt J.A., Skelbreia J.E., 1992. Estimating incident and reflected wave fields using an arbitrary number of wave gauges. 23th International Conference on Coastal Engineering, Venice (Italy), pp. 777-789.

Promotor: **Prof. dr. ir. Julien DE ROUCK**

Vakgroep Civiele Techniek

Afdeling Weg- & Waterbouwkunde

Technologiepark 9

B-9052 Zwijnaarde

BELGIUM

Tel.: +32-9-264.54.89

Fax: +32-9-264.58.37

<http://awww.rug.ac.be>